PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. | 1. März 1903. Redaktionsschluss für No. 12 am 4. März 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
P. Gruner, Beitrag zum Strahlungsgesetz. S. 305.
J. Härdén, Über das Leuchten des Urannitrates. S. 306.
A. Eichenwald, Über die magnetische Wirkung bewegter Dielektrika. S. 308.
R. Blondlot, Die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen und des Lichtes in der Luft. S. 310.
P. Curie, Über das Gesetz des Verschwindens der in einem geschlossenen Raume induzierten Aktivität sowie über die Radiumemanation. S. 314.
C. Forch, Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie? S. 318.
G. Kučera, Eine Bemerkung zur Arbeit des Herrn R. Geigel, Über Absorption von Gravitationsenergie etc. S. 319.
E. Lecher, Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel. S. 320.
J. Stark und M. Reich, Druckbeobachtungen von Quecksilberlichtbogen. S. 321.
Referate:
E. Rutherford und F. Soddy, Die Ursache und Natur der Radioaktivität. S. 325.
F. F. van Laar, Asymmetrie der Elektrokapillar-Kurve. S. 326.
B. Mitkiewicz, Beitrag zum Studium der Symmetriestörungen von Wechselströmen. S. 326.
Besprechungen:
M. Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. XIV. u. XV. Reihe. S. 328.
J. M. Eder, Die Praxis der Photographie mit Gelatine-Emulsionen. 5. Aufl. S. 328.
Personalien. S. 328.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beitrag zum Strahlungsgesetz.

Von P. Gruner.

In seiner im Jahre 1899 beendigten Experimentaluntersuchung über innere und äussere Wärmeleitung[1]), in welcher nach gründlicher Diskussion der Versuchsbedingungen alle von früheren Beobachtern begangenen Fehler zu vermeiden gesucht wurden, giebt Herr Rudolf Wagner auch eine Versuchsreihe, welche er beiläufig zur Prüfung des Strahlungsgesetzes verwendete.

Ein auf ca. 100° C. erwärmter Kupfercylinder (es wurden deren zwei benützt; ein Vollcylinder von 599,03 gr Gewicht und ein Hohlcylinder von 103,85 gr) wurde an zwei Seidenfäden in einen parallelepipedischen Kasten von Kupferblech, der selber in einen grösseren mit Eis angefüllten Kasten versenkt wurde, aufgehängt, und nun vermittelst eines Thermoelementes die zeitliche Temperaturveränderung, also die Abkühlungsgeschwindigkeit $\frac{dt}{dz}$, bestimmt. Die Abkühlung dW findet durch Ausstrahlung daS und durch Konvektion dC statt (der verschwindend kleine Wärmeverlust durch Leitung wurde vernachlässigt).

Indem Herr Wagner seinem Cylinder verschiedene Oberflächen giebt (erst blank, dann berusst, dann gefirnist) und aus je zwei Beobachtungsreihen die Abkühlungsgeschwindigkeiten $\frac{dt}{dz}$ für verschiedene Oberflächenbeschaffenheit kombiniert, fällt der Einfluss der Konvektion fort, und so ergiebt sich ein Mittel, die Grösse der Gesamtstrahlung des Cylinders gegen den umgebenden Blechkasten (von 0° C.) in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur zu bestimmen, also das hier gültige Strahlungsgesetz zu prüfen.

Ist $\left(\frac{dt}{dz}\right)_1$ die Abkühlungsgeschwindigkeit bei einer bestimmten Temperatur t^0 (abs. T^0) für die eine Oberflächenbeschaffenheit des Cylinders, deren Strahlungskonstante C_1 ist, sind $\left(\frac{dt}{dz}\right)_2$ und C_2 dieselben Grössen für die zweite Oberflächenbeschaffenheit bei derselben Temperatur t, ist F die Oberfläche, c die spezifische Wärme, M die Masse des Cylinders, so wird

$$C_1 - C_2 = \frac{\left(\frac{dt}{dz}\right) - \left(\frac{dt}{dz}\right)_2}{\frac{F}{Mc}\left(F_{(T)} - F_{(T_0)}\right)},$$

wo $F(T)$ das Strahlungsgesetz angiebt und $T_0 = 273^0$ die konstante Temperatur der Blechhülle ist.

Der Wert von $C_1 - C_2$ muss konstant sein, sobald man das richtige Strahlungsgesetz kennt und einsetzt. — Herr Wagner nimmt hierfür das Webersche Strahlungsgesetz $e^{aT}T - e^{aT_0}T_0$ an und findet dasselbe gut bestätigt. Er sagt darüber (S. 245): „Aus Tabelle XIX sehen wir zunächst; dass die Strahlungskonstante C innerhalb weiter Grenzen wirklich konstant ist. Der Wert der Konstantendifferenz $C_2 - C_1$ springt nur etwas auf und ab infolge der Beobachtungs- und Zeichnungsfehler bei Bestimmung der $\frac{dt}{dz}$. Nur ganz im Anfang für die hohen Temperaturen wächst sie etwas an. Es darf daher für den

1) Rudolf Wagner, Experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiete der inneren und äusseren Wärmeleitung. Inauguraldissertation Zürich.

Bereich der Versuche ausgesprochen werden: Das von Herrn Professor H. F. Weber aufgestellte Gesetz über die Wärmestrahlung gilt auch im Gebiete der dunklen Strahlung innerhalb relativ niedriger Temperaturen und kann für den Strahlungsanteil eines sich abkühlenden Körpers mit grosser Genauigkeit benutzt werden."

Überblickt man aber die Zahlen Wagners, welche er selber gruppenweise zu Mittelwerten vereinigt hat, so lässt sich doch eine deutliche Abnahme der Werte von $C_1 - C_2$ mit sinkender Temperatur des strahlenden Körpers nicht verkennen.

Diese Werte der vier Beobachtungsreihen, nach sinkenden Temperaturen geordnet, sind folgende:

	$6000,10^{-7}$	$3394,10^{-7}$	$3570,10^{-7}$	$4220,10^{-7}$
	5432	3088	3116	3528
	5318	2960	2958	3208
	5152	2858	2970	3100
	5160	2898	2718	2744
Mittel	$5370,10^{-7}$	$3000,10^{-7}$	$3040,10^{-7}$	$3330,10^{-7}$

Diese Zahlen weisen eine regelmässige Abnahme auf, sogar dann, wenn man die extremen obersten und untersten Werte aus irgend einem Grunde weglassen dürfte. — In Anbetracht der Sorgfalt, mit welcher die ganze Arbeit ausgeführt ist, kann die Ursache der Abweichung nicht lediglich in einem systematischen Beobachtungsfehler liegen, sie muss gewiss auch auf Rechnung der Unzulänglichkeit des verwendeten Strahlungsgesetzes gesetzt werden.

Ich habe deshalb die Wagnerschen Zahlen einer Umrechnung unterworfen und die Grössen $C_1 - C_2$ unter Zugrundelegung des Stefanschen Strahlungsgesetzes noch einmal berechnet, also nach der Formel

$$C_1{}^1 - C_2{}^1 = \frac{\left(\frac{dt}{dz}\right)_1 - \left(\frac{dt}{dz}\right)_2}{T^4 - T_0{}^4}$$

Der konstante Faktor $\frac{F}{Mc}$ wurde weggelassen, da es sich ja bei dieser Vergleichung nicht um die absoluten Werte handelt.

Es ergeben sich folgende Werte:

	$8309,10^{-14}$	$4681,10^{-14}$	$2228,10^{-14}$	$2632,10^{-14}$
	7945	4515	2040	2323
	8010	4535	2019	2192
	8055	4465	2036	2175
	8093	4536	1882	1947
Mittel	$8082,10^{-14}$	$4550,10^{-14}$	$2053,10^{-14}$	$2254,10^{-14}$

Auch hier sind die Werte bei hohen Temperaturen entschieden zu gross, und ebenso die Werte bei niederen Temperaturen etwas zu klein. Doch ist der Unterschied bedeutend geringer und die drei Mittelwerte jeder Beobachtungsreihe können wirklich als konstant angesehen werden.

Wie sich die äussersten Werte genähert haben, zeigen folgende Vergleichungen. Die extremen Zahlen sind:

Bei Wagner 6000—5152 : 14 Proz., bei mir 8309—7945 : 4,5 Proz.
3394—2858 : 16 „ 4681—4465 : 5 „
3570—2718 : 24 „ 2228—1882 : 15 „
4220—2744 : 35 „ 2632—1947 : 26 „

Es darf also wohl behauptet werden, dass das Stefansche Strahlungsgesetz die Wagnerschen Beobachtungen bedeutend besser wiedergiebt, und dass seine Versuche ein Beweis dafür sind, dass das Stefansche Strahlungsgesetz auch für nicht schwarze Oberflächen (blankes Kupfer, Russ, Firnis) im Temperaturintervall von 0^0—90^0 C. sehr wohl brauchbar ist.

Bern, 24. Januar 1903.

(Eingegangen 27. Januar 1903.)

Über das Leuchten des Urannitrates.

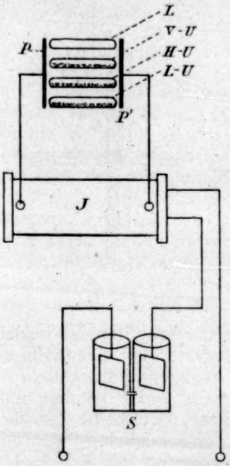
Von John Härdén.

Wie bekannt, senden verschiedene Krystalle, wie z. B. Zucker und andere, einen Lichtschimmer aus, wenn die einzelnen Krystalle gegeneinander gestossen oder gerieben werden. Diese Erscheinung tritt besonders deutlich bei Urannitrat hervor; schüttelt man ein das Salz enthaltendes Glasgefäss, so kann man im Dunkelzimmer ein deutliches Aufflackern derjenigen Stellen der Glaswand, wo die Krystalle aufschlagen, beobachten. Das Licht hat ein gelbgrünes schimmerndes Aussehen, welches stark an das Fluoreszieren des Radiums erinnert. Es wurde ja auch oft beobachtet, dass die Uransalze radioaktiv wirken, ähnlich wie das Radium selbst. Die Vermutung liegt nun nahe, dass in solchen Fällen das Uranpräparat von Radium in winzigen Mengen verunreinigt war, und dass diese kleinen Mengen erregend auf das Uransalz wirkten, sodass letzteres radioaktiv erscheint.

Um nun zu untersuchen, ob das erwähnte Aufleuchten des Urannitrats von einer Oxydierung des Urans, bezw. Bildung von freier Salpetersäure unter Mitwirkung der atmosphärischen Luft herrühre, wurden folgende Versuche angestellt. In je drei Glasröhren von 25 mm Durchmesser und 100 mm Länge wurden ca. 10 gr Urannitrat eingebracht und die Röhren zugeschmolzen. In dem einen Rohre befand sich das Salz in Luft unter Atmosphärendruck, in dem zweiten in Wasserstoff von Atmosphärendruck, endlich in dem dritten im Vakuum. Es zeigte sich nun, dass alle drei Röhren beim Schütteln leuchteten und zwar war das Licht in der Wasserstoffröhre etwas diffus, ebenso, obgleich

nicht so deutlich, in der mit Luft gefüllten. In der Vakuumröhre dagegen erschienen die gelblichen Lichtpunkte deutlich und scharf begrenzt. Dieses deutet darauf hin, dass das Aufleuchten nicht von der Gegenwart von Sauerstoff bedingt ist.

Die Röhren wurden nun, wie die Fig. zeigt, in ein wechselndes elektrisches Feld gebracht. *PP* sind zwei Metallplatten, die mit dem Funkeninduktor *I* verbunden sind; dieser konnte sowohl direkt mit Wechselstrom als auch mit Gleichstrom mittelst des Simonunterbrechers *S* gespeist werden.



In der Fig. sind die resp. Röhren mit *LU* = Luft-Uraniumnitrat, *HU* = Wasserstoff-Urannitrat und *VU* = Vakuum-Urannitrat bezeichnet. Zur Kontrolle war eine vierte Röhre *L*, die ebenfalls zugeschmolzen war, aber nur Luft unter gewöhnlichem Drucke enthielt, mit eingeschaltet.

Zunächst wurde ein Induktor mit nur 8 mm Schlagweite benutzt; beim Laufen des Induktors wurden die Röhren mit einem gelblichen Licht erfüllt und zwar leuchtete die Röhre *LU* am stärksten, trotzdem sie nicht evakuiert war; die Vakuumröhre *VU* leuchtete ebenfalls, jedoch nicht so deutlich wie die beiden mit Luft bezw. Wasserstoff gefüllten. Die vierte Röhre *L* ohne Uran leuchtete dagegen nicht. Es wurde nun an Stelle dieses kleineren Induktors ein grösserer eingeschaltet und zwar von ca. 150 mm Schlagweite, wobei die Funkenlänge so reguliert wurde, dass keine Funken zwischen den beiden Platten überspringen konnten. Jetzt wurde das Licht im allgemeinen kräftiger, und die Vakuumröhre leuchtete nunmehr am stärksten, während die Röhre *L* wie zuvor dunkel blieb. Es mag hier bemerkt werden, dass diese letztere Röhre deshalb zur Kontrolle mit eingeschaltet wurde, weil man annehmen könnte, dass sich die Gase in den anderen Röhren beim Zuschmelzen etwa ausdehnten und dann nach dem Erkalten eine gewisse Luftverdünnung zustande komme und dadurch das Leuchten wie eine Geisslerröhre bewirken. Wenn aber dies der Fall gewesen wäre, hätte die gleich behandelte Röhre *L* auch leuchten müssen. Es darf daher als bewiesen erachtet werden, dass das Vorhandensein von Urannitrat in einer nicht evakuierten Röhre den sogen. „Geisslereffekt" hervorzurufen imstande ist.

Nunmehr wurde unter die vier Röhren eine photographische Platte, die in einer Kassette durch eine Ebonitscheibe geschützt war, gebracht. Quer über die Kassette war ein Streifen aus Bleifolie gelegt. Die Röhren wurden in 25 Minuten durch den grossen Induktor erregt; nach dieser Zeit war der Unterbrecher zu warm, um regelmässig arbeiten zu können. Die Platte wurde nun entwickelt, es war aber keine Schwärzung derselben wahrzunehmen, sondern sie war völlig glasklar. Diese Strahlen scheinen also nicht das Vermögen zu besitzen, auf eine photographische Platte durch undurchsichtige Gegenstände einwirken zu können.

Wie zu erwarten, war auf dem Baryum-Platincyanürschirm ebenfalls kein Aufleuchten wahrzunehmen, wenn der Schirm durch eine schwarze Scheibe geschützt war.

Eine bemerkenswerte Rolle scheint die Frequenz des elektrostatischen Feldes bei dieser Erscheinung zu spielen; wurde nämlich an Stelle des Funkeninduktors ein sogen. Teslatransformer zur Erzeugung des Feldes benutzt, so war eine viel höhere Spannung zum Erleuchten des Rohres notwendig, als mit dem einfachen Induktor. Eine Teslaspule mit etwa 40 mm Schlagweite, welche mit Wechselstrom von 125 Per. gespeist wurde, vermochte die Röhren nicht zum Leuchten zu erregen, während sie mit einem nur 8 mm Funkeninduktor ein verhältnismässig kräftiges Licht gaben. Erst bei Verwendung einer Teslaspule von 200 mm Schlagweite wurden sie bei einer Funkenlänge von ca. 75 mm zum Leuchten erregt.

Schliesslich wurden die Röhren in ein starkes magnetisches Feld gebracht, welches so angeordnet war, dass es entweder mit Wechselstrom oder auch mit konstantem oder intermittierendem Gleichstrom gespeist werden konnte. In keinem Falle wurde ein Aufleuchten beobachtet, was darauf hinweist, dass das vorher beobachtete Aufleuchten von elektrostatischer und nicht von magnetischer Induktion herrührt.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Über die magnetische Wirkung bewegter Dielektrika.

Von A. Eichenwald.

Nachdem jetzt schon von mehreren Beobachtern die magnetische Wirkung bewegter, elektrisch geladener Leiter über alle Zweifel erhoben ist, ist noch die Frage zu beantworten, ob die Dielektrika, wenn sie sich in einem elektrostatischen Felde bewegen, auch eine magnetische Wirkung ausüben können.

Auf diese Frage geben die Versuche von Röntgen [1]) eine positive Antwort; aber wegen der Kleinheit der beobachteten Ablenkungen der Magnetnadel konnte Röntgen keine quantitativen Messungen vornehmen.

In einer soeben erschienenen Arbeit bestätigt H. Pender [2]) das Resultat von Röntgen, indem er zeigt, dass wenn eine Hartgummischeibe in einem elektrischen Wechselfelde rotiert, in einem benachbarten Leiter Wechselströme induziert werden. Diese Wechselströme werden bei H. Pender durch einen synchronen Kommutator gleichgerichtet und in einem empfindlichen Galvanometer beobachtet. Bei einer Potentialdifferenz von 7470 Volts und 57,8 Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde erhielt H. Pender einen doppelten Ausschlag im Galvanometer von 4,5 mm. Man kann diesen Ausschlag auch berechnen, wenn man annimmt, dass die fingierten Ladungen an den beiden Seiten der Hartgummischeibe zwei entgegengesetzte Konvektionsströme bei der Rotation der Scheibe bilden, welche gleichzeitig mit dem elektrischen Felde ihre Richtung wechseln. Der so berechnete doppelte Ausschlag ist 4,85 mm. Die Übereinstimmung mit dem beobachteten Ausschlage ist also eine gute, obgleich bei der Rechnung ein homogenes Feld vorausgesetzt wird, welche Bedingung bei dem Versuche (mit einer Scheibe ohne Schutzring) nicht erfüllt war. Wir können dennoch aus diesen Versuchen schliessen, dass eine bewegte fingierte Ladung auch ein magnetisches Feld erzeugt, wie eine wahre elektrische Konvektion.

Im Laufe der letzten beiden Jahre habe ich auch verschiedene Versuche angestellt, um die magnetische Wirkung bewegter Ladungen experimentell zu untersuchen, aber ich habe keine Wechselfelder, sondern ausschliesslich konstante elektrische Felder benutzt und direkt das magnetische Feld mit einem Magnetometer beobachtet. Die von H. Pender gewählte Methode mag verschiedene Vorteile in Bezug auf Bequemlichkeit der Beobachtung darbieten, ich glaube aber dennoch der Magnetometermethode den Vorzug geben zu dürfen, erstens, weil das eine direkte Methode ist und zweitens, weil wir dabei nur statische Felder benutzen, was für die Theorie von Wichtigkeit ist. Es wird nämlich bei gleichmässiger Bewegung eines Körpers in einem elektrostatischen Felde wieder ein statisches magnetisches Feld erzeugt; bei solcher Bewegung finden keine Energieumsetzungen statt und die ganze Erscheinung gewinnt an Übersichtlichkeit.

Der von mir konstruierte Apparat (Fig. 1) besteht aus drei Scheiben A, B und C aus

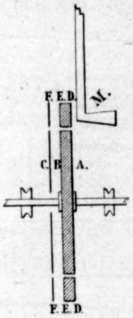


Fig. 1.

Mikanit, welche mit Stanniol beklebt sind und einen Kondensator mit Schutzringen D, E und F, also mit genügend homogenem Felde bilden. Die Scheiben A und B können um horizontale Achsen rotieren, die Scheibe C, sowie alle Schutzringe sind unbeweglich. Während die Belegung AD dauernd mit der Erde verbunden ist, kann die isolierte Scheibe B durch einen Schleifring mit Bürste geladen werden; die unbewegliche Scheibe C und die Schutzringe F und E werden immer bis zu einem und demselben Potentiale geladen, wie die Scheibe B, sodass zwischen B und C kein elektrisches Feld erzeugt wird.

Die Scheiben werden geladen, in Rotation versetzt und der doppelte Ausschlag des Magnetometers M [1]) beim Kommutieren der Ladung beobachtet.

Ist C die Kapazität des bewegten Teiles des Kondensators und V die Potentialdifferenz, so ist bei n Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde CVn der Konvektionsstrom; der doppelte Ausschlag beim Kommutieren der Ladung sei a. Ersetzt man die Scheiben durch andere, welche dieselben Dimensionen haben, deren Stanniolbelegung aber in einzelne Ringe von untereinander gleichem Flächeninhalte eingeteilt ist (Fig. 2) und cirkuliert in diesen Ringen ein galvanischer Strom i, welcher beim Kommutieren einen doppelten Ausschlag b der Magnet-

1) W. Röntgen, Wied. Ann. **35**, 264, 1888. Wied. Ann. **40**, 93, 1890.
2) H. Pender, Phil. Mag **6**, Vol. 5, 43, 1903.

1) Vergl. A. Eichenwald, diese Zeitschr. **2**, 703, 1901.

nadel giebt, so ist

$$\frac{CVn}{a} = \frac{i}{b}.$$

So kann man die Wirkungen des Konvektionsstromes mit denen eines galvanischen Stromes vergleichen.

Fig. 2.

Mit diesem Apparate habe ich unter anderem folgende Versuche angestellt:

1. Werden die Scheiben A und B geladen und einzeln oder zusammen in Rotation versetzt, so erhält man den Rowlandeffekt in der von der Theorie verlangten Grösse. Der äquivalente galvanische Strom ist $i_1 = CVn$.

2. Rotiert A allein, indem zwischen A und B verschiedene Dielektrika (Paraffin, Hartgummi) mit der Dielektrizitätskonstante E eingeschoben werden, so vergrössern sich die Ausschläge der Magnetnadel proportional der vergrösserten Kapazität der Scheibe A; hier ist $i_2 = ECVn$.

3. Man kann auch eine dielektrische Scheibe an der Achse festschrauben und sie zwischen zwei unbeweglichen geladenen Scheiben A und B rotieren lassen; dann erhält man den Röntgeneffekt $i_3 = (E - 1)\ CVn$.

4. Endlich können die Belegungen des Kondensators mit dem Dielektrikum zusammen rotieren und man erhält eine Superposition des Rowlandeffektes mit dem Röntgeneffekte. Nehmen wir für den letzteren einen äquivalenten Strom $i_3 = (E - 1)\ CVn$, so muss hier sein $i_4 = ECVn - (E - 1)\ CVn = CVn$.

Der letzte Fall scheint mir der interessanteste zu sein und ich will diesbezügliche Versuche hier beschreiben.

Eine Hartgummischeibe von 25 cm Durchmesser und 1 cm Dicke ist von beiden Seiten mit Stanniol (A und B, Fig. 1) beklebt und kann um eine horizontale Achse rotieren. Zwischen den unbeweglichen Schutzringen D und E befindet sich auch Hartgummi und zwar ist der Schutzring und die Scheibe aus demselben Stück geschnitten. Das elektrische Feld zwischen A und B kann also als genügend homogen gelten; zwischen B und C ist kein elektrisches Feld vorhanden. Indem die Hartgummischeibe AB mit ihren Stanniolbelegungen rotiert, wird der doppelte Ausschlag a des Magnetometers M beim Kommutieren der Ladung beobachtet. Es werden jedesmal 10 Beobachtungen bei + und — Rotation gemacht und der Mittelwert genommen. Die hier mitgeteilten Beobachtungen sind während der Nachtzeit gemacht und die Nadel verhielt sich so ruhig, dass 0,5 mm abgelesen werden konnten. Die Nullpunktverschiebungen waren auch sehr gering. Auf gute Isolation wurde besonders Sorge gelegt. Bei stillstehender Scheibe erhielt man beim Kommutieren keinen Ausschlag. Bei der Rotation der ungeladenen Scheibe erhält man einen sehr konstanten Ausschlag von 20 mm, welcher aber von der Rotationsrichtung unabhängig ist.

Um die Ablenkungen der Magnetnadel zu berechnen, ist, wie oben auseinandergesetzt, ein Vergleichsstrom $i = 4 \cdot 10^{-5}$ Amp. benutzt worden; schickt man diesen Strom durch die an den Stellen A und B sich befindenden, in einzelne Ringe geteilten Stanniolscheiben und zwar so, dass der Strom bei A und bei B in entgegengesetztem Sinne fliesst, so erhält man Ablenkungen des Magnetometers $b = 48{,}6$ mm (2 m Skalenabstand). — Die Kapazität (im Vakuum als Dielektrikum) eines jeden vom Strome durchflossenen Ringes ist $C = 0{,}6 \cdot 10^{-11}$ Farad. So erhalten wir

$$a_1 = \frac{CVnb}{i} = 7{,}29 \cdot 10^{-6}\ Vn.$$

In der folgenden Tabelle sind die Resultate der Beobachtungen und der Rechnungen zusammengestellt. Alle Ablenkungen stimmen mit der Ampèreschen Regel überein.

V	n	a beobachtet	a berechnet	Differenz
7500	± 65	+3,3 −3,4	±3,6	−0,3 −0,2
10000	± 65	+4,9 −4,7	±4,7	+0,2 +0,0
7500	± 95	+5,0 −4,4	±5,2	−0,2 −0,3
10000	± 95	+7,1 −6,8	±6,9	+0,2 −0,1
7500	±120	+6,3 −6,3	±6,6	+0,3 −0,3
10000	±120	+9,0 −8,7	±8,7	+0,3 +0,0

Die Übereinstimmung der beobachteten und der nach den oben gemachten Voraussetzungen (vergleiche i_4) berechneten Ausschläge der Magnetnadel ist eine befriedigende.

Nimmt man statt Hartgummi andere Dielektrika (Luft, Glas), so erhält man dasselbe Resultat und wir haben somit einen experimentell bewiesenen Satz: Wird ein Kondensator bis zu einer bestimmten Potentialdifferenz geladen und mit dem Dielektrikum zusammen bewegt, so übt er eine magnetische Wirkung aus, welche aber vom Material des Dielektrikums unabhängig ist. Aus der Übereinstimmung unserer Voraussetzungen in den aufgezählten Fällen unter

1, 2 und 4 schliessen wir, dass dem Röntgeneffekt wirklich ein Konvektionsstrom von der Grösse $i = (E - 1)\ CVn$ entspricht. Es übt also auch die **fingierte** Ladung bei der Bewegung magnetische Wirkungen von derselben Grösse und Richtung aus, wie eine **wahre** elektrische Konvektion.

Noch von einem anderen Standpunkte aus kann der hier angeführte Versuch betrachtet werden. Wir machen folgende drei Annahmen: die magnetische Wirkung in irgend einem unbeweglichen Punkte des Raumes kann abhängen

a) von der absoluten Bewegung der Ladung im Raume, dann ist der äquivalente Strom $i = ECVn$;

b) von der Bewegung der Ladung relativ zum Dielektrikum; bei unserem Versuche ist dann $i = 0$;

c) von der Bewegung der Ladung relativ zu dem von der Ladung selbst erzeugten elektrischen Felde; dann ist $i = CVn$. Denn die Ladung des Kondensators ECV muss aus zwei Teilen gedacht werden: der erste Teil $(E - 1)\ CV$ erzeugt ein elektrisches Feld im Dielektrikum und rotiert mit demselben, giebt also kein magnetisches Feld; der zweite Teil CV rotiert im unbeweglichen Äther.

Bei meinen Versuchen war die Dielektrizitätskonstante des Hartgummis $E = 2{,}96$. Würde also die Annahme a) richtig sein, so müssten alle beobachteten Magnetometerausschläge dreimal grösser als die berechneten sein, bei der zweiten Annahme b) würde man überhaupt keine Ausschläge erhalten und nur die dritte Annahme entspricht dem Versuche.

Zum Schluss muss ich noch hervorheben, dass der hier beschriebene Versuch nur durch eine solche Theorie erklärt werden kann, welche den Äther als absolut ruhend annimmt oder zu dieser Anschauung führt; dabei müssen wir den Äther als ruhend nicht nur in der Umgebung bewegter Körper annehmen, sondern auch im Innern der bewegten Dielektrika selbst.

Über die Einzelheiten dieser Versuche hoffe ich bald im Zusammenhange mit noch anderen Untersuchungen an einer anderen Stelle ausführlich zu berichten.

Moskauer Ingenieur-Hochschule. Januar 1903.

(Eingegangen 31. Januar 1903.)

Die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen und des Lichtes in der Luft.

Von R. Blondlot.[1])

Nach mehrjähriger Arbeit erfolglosen Versuchens, die Geschwindigkeit der X-Strahlen zu bestimmen, kam mir der Gedanke, ob nicht durch ein Prinzip, analog dem Römers, die Geschwindigkeit des Lichtes zu bestimmen, sich erkennen liesse, ob die Geschwindigkeit der X-Strahlen mit der elektromagnetischer Wellen vergleichbar wäre oder nicht. So wurde ich dazu geführt, folgendes Experiment anzustellen.

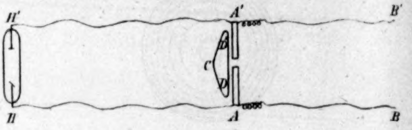


Fig. 1.

Von den Polen B, B^1 eines Induktors (Fig. 1) führen 2 Drähte zu den Elektroden H, H^1 eines Entladungsrohrs. Bevor die horizontalen, parallelen Drähte zur Röhre kommen, werden sie mit den beiden Hälften eines Hertzschen Erregers verbunden. Der Erreger besteht aus 2 Messingcylindern A und A^1 von 0,8 cm Durchmesser, und 6 cm Länge, und ist in einer Vaselinebüchse horizontal angeordnet. Unter dieser Büchse (in der Figur nicht gezeichnet) ist ein Resonator, bestehend aus einem zusammengebogenen Kupferdrahte DD^1C, angebracht. (In der Zeichnung ist der Resonator neben den Erreger gesetzt, aber in Wirklichkeit befindet sich sein geradliniges Stück DD^1 direkt unter AA^1.) Die Resonatoröffnung C ist der Röhre zugekehrt, um von den X-Strahlen getroffen zu werden. Gegen jede andere Strahlung ist sie durch Schirme aus geschwärztem Papier und Aluminiumfolie geschützt.

Indem man die Funkenstrecke des Erregers geeignet reguliert, erreicht man ein gleichzeitiges Funktionieren von Röhre und Erreger. Der Vorgang ist dann folgender: Bei jeder Induktoriumsentladung erreicht die Potentialdifferenz zwischen H und H^1 einen Wert, der genügt, die Röhre in Funktion zu setzen; über diesen Wert hinaus wächst alsdann die Potentialdifferenz solange, bis der Funke des Erregers einsetzt; dann ist die Röhre stromlos und erlischt, während die oszillatorische Entladung ihren Verlauf nimmt.

Wir wollen voraussetzen, die Röhre sei ganz nahe an dem Erreger aufgestellt, die Drähte AH und AH^1 seien so kurz als möglich (0,11 m). Als Abszissen (Fig. 2) wollen wir die Zeiten auftragen, gerechnet von dem Moment an, in welchem der Funke einsetzt, und als Ordinaten die Potentialdifferenzen zwischen A und A^1; bekanntlich ergiebt sich dann eine stark gedämpfte Sinuskurve $MNPQ$ . . . . Ist der Apparat eingestellt, so ist das Entladungspotential der Röhre kaum geringer als das des Erregers. Es genügt in der That, die Erregerentfernung

[1]) Aus Comptes Rendus **135**, 666, 1902.

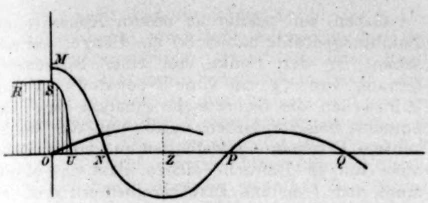


Fig. 2.

nur um sehr wenig zu verringern, und die Entladung geht nicht mehr durch die Röhre, sondern lediglich durch den Erreger.

Diese Eigenschaft ist hier von grundlegender Bedeutung. Aus ihr geht hervor, dass die Röhre erlischt, sobald, nach Einsetzen der oszillatorischen Entladung, die Potentialdifferenz um ein geringes kleiner geworden ist, also im Verlauf einer Zeit, die kleiner ist als $1/4$ Periode des Erregers; es ist demnach die Kurve, welche die Intensität der Röntgenstrahlen darstellt, aus einem fast horizontalen Stück RS, entsprechend der Zeit vor der Entladung des Erregers, und einem jäh abfallenden SU, gebildet. (Die Wellenlänge des Erregers ergab sich zu $1^m,14$, seine Periode ist $\frac{114}{3 \cdot 10^{10}}$ sec., folglich ist OU wesentlich kleiner als $\frac{114}{3 \cdot 10^{10} \cdot 4}$ sec.)

Wir konstruieren nun die Kurve für den Resonator. Als Ordinaten nehmen wir die Potentialdifferenzen an der Resonatoröffnung, die durch die Entladung des Erregers erzeugt sind. Die Ordinate ist Null, solange die ganze Entladung durch die Röhre geht, folglich bis zum Beginn der Zeit in unserem Diagramm. Sie erreicht erst einen merklichen Wert zu einer Zeit, wo der Erreger bereits in entladenem Zustande ist, und das Maximum der EMK. des Resonators ist erst erreicht, wenn der Erreger sich bereits in entgegengesetztem Sinne aufgeladen hat, d. h. also nach Ablauf einer halben Periode, einer Zeit, die durch die Abszisse OZ dargestellt ist. Hieraus folgt, dass, wenn der Resonator in Oszillation gerät, die X-Strahlen schon erloschen sind: dann aber kann natürlich keine Wirkung mehr von der Röhre auf den Sekundärfunken stattfinden.[1]) Das ist es gerade, was das Experiment verifiziert, denn wenn man eine Bleilamelle zwischen Röhre und Resonatoröffnung bringt, um die X-Strahlen abzuhalten, ändert der Funke sein Aussehen nicht.

Wir lassen die Röhre an ihrem Platz und ersetzen die kurzen Drähte AH, $A'H'$ durch Drähte von 25 cm, die, ohne scharfe Knicke, leicht gebogen sind; diese Verlängerung der Drähte verzögert das Erlöschen der X-Strahlung um die Zeit, welche Hertzsche Wellen zum Durchlaufen von (25—11) cm = 14 cm gebrauchen, sie wird also bewirken, dass das Verschwinden der X-Strahlung an der Resonatoröffnung um gerade soviel verzögert wird, so dass der Strahlung Zeit bleibt, auf den Funken zu wirken: Das wird auch in der That konstatiert, denn das Zwischenschieben einer Bleilamelle bewirkt eine deutlich weniger kräftige Funkenentladung des Resonators. Diese Einwirkung der X-Strahlung nimmt mit der Verlängerung der Drähte AH, $A'H'$ zu; für Längen von 33 cm, 80 cm, von 130 cm wird sie mehr und mehr ausgeprägt.

Diese Experimente zeigen, dass in meinen Experimenten die X-Strahlen erlöschen, sobald die elektrische Entladung in der Röhre abbricht. In der That, während man in dem Experiment mit den sehr kurzen Drähten (11 cm), keine Wirkung konstatierte, genügt es, sie um 14 cm zu verlängern, um eine deutliche Wirkung zu erhalten. Folglich, wenn eine Verlängerung der X-Strahlenemission existiert oder auch eine verlängerte Wirkung derselben auf die Resonatoröffnung nach ihrem Abbrechen, so ist die Summe hiervon klein gegen $\frac{14}{3 \cdot 10^{10}}$ sec.

Wir nehmen die Zuführungsdrähte nunmehr etwas zusammengebogen, und lassen ihre Länge unverändert, z. B. 0,50 m, dann entfernen wir allmählich die Röhre von der Resonatoröffnung. Infolge dieser Entfernung erleiden die X-Strahlen eine Verzögerung, die gleich der Zeit ist, die sie brauchen, um die Strecke von der Röhre bis zur Öffnung zurückzulegen; um soviel wird also ihr Verschwinden an der Resonatoröffnung verzögert, und, wenn ihre Geschwindigkeit mit der Hertzscher Wellen vergleichbar ist, wird die Wirkung der Entfernung der Röhre analog sein mit der einer Verlängerung der Drähte, d. h. es wird sich die Koinzidenz des Eintreffens der X-Strahlen mit dem Auftreten der Entladungspotentialdifferenz des Resonators verbessern, und die Wirkung der X-Strahlung auf den Funken wird sich vergrössern. Man kommt so zu folgender paradoxen Voraussicht: Die Röhre müsste mehr einwirken, wenn sie weiter weg ist, als in der Nähe. Zu meinem grossen Erstaunen glückte dies Experiment vollständig; der Glanz des Funkens vergrössert sich, je mehr man die Röhre entfernt, das ist eine sichere, konstante Erscheinung. Diese Vergrösserung ist wesentlich den X-Strahlen zuzuschreiben, denn eine kleine Bleischeibe an die Aluminiumlamelle gelegt, die zwischen Röhre

1) Hierüber siehe R. Blondlot, Compt. rendus **134**, 1559, 1902.

und Resonatoröffnung sich befindet, verursacht sofort eine Schwächung des Funkens, der so geschwächt, unverändert bleibt, wie auch die Entfernung der Röhre ist.

Diese überraschende Thatsache ist eine erste Bestätigung unserer Vermutung, dass die Geschwindigkeit der X-Strahlen vergleichbar ist mit der Hertzscher Wellen.

Nehmen wir jetzt Zuführungsdrähte von grösserer Länge, z. B. 80 cm. Entfernt man die Röhre, so wird man zu einer bestimmten Entfernung kommen, wo die X-Strahlen an der Resonatoröffnung gerade zu der Zeit ihre grösste Intensität haben, wo auch die EMK. an der Resonatoröffnung beträchtliche Grösse besitzt (Fig. 3). Die Wirksamkeit der X-Strahlen

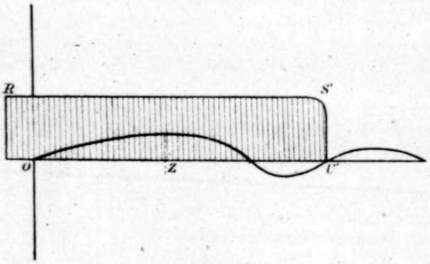


Fig. 3.

wird dann so gross sein, als es ihre Intensität erlaubt.

Fährt man fort, die Röhre von der Resonatoröffnung zu entfernen, so wird man die Koinzidenz zwischen Strahlungs- und EMK.-Intensität nicht mehr verbessern, und man wird mehr und mehr an Stärke der Strahlung einbüssen. Folglich wird der Strahlungseinfluss einen Maximalwert durchschreiten. Und wirklich ist dies zu konstatieren. Der Funke geht durch ein Maximum bei ungefähr 53 cm Entfernung von der Resonatoröffnung. Dieses Maximum ist wesentlich bedingt durch die X-Strahlung, denn es verschwindet durch Zwischenschieben einer kleinen Bleilamelle.

So hat uns die Vermutung, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen und die Hertzschen Wellen von gleicher Grössenordnung ist, dazu geführt, die Existenz eines Funkenmaximums vorauszusehen. Diese Voraussicht fand ihre Bestätigung im Experiment. Wie oben, erscheint es unmöglich, dieses Paradoxon anders zu deuten, und man kommt zu dem Schlusse, dass die Geschwindigkeit der X-Strahlen von gleicher Grössenordnung mit der Hertzscher Wellen ist. Wir werden sehen, wie das Studium dieses Maximums mir zur Bestimmung des Verhältnisses beider Geschwindigkeiten verhalf.

Gehen wir wieder an unsern Apparat: die Zuführungsdrähte haben 80 cm Länge; wie wir sahen, ist der Funke bei einer Röhrenentfernung von 53 cm vom Resonator maximal. Wir wollen die theoretische Analyse des Phänomens beiseite lassen, und nur die beobachtete Erscheinung festhalten, nur als zweifelsohne mit in Betracht ziehen, dass das Maximum dem Umstand zuzuschreiben ist, dass es eine Röhrenentfernung giebt, bei der die X-Strahlen die Resonatoröffnung während ihrer grössten Potentialdifferenz stärker beeinflussen, als bei anderen Entfernungen. Wir bezeichnen mit $V \frac{\text{cent}}{\text{sec}}$ und $V^1 \frac{\text{cent}}{\text{sec}}$ die Geschwindigkeit der Hertzschen Wellen bezw. die der Röntgenstrahlen.

Nachdem wir die Stellung der Röhre bestimmt haben, welche das Funkenmaximum giebt, verlängern wir die Zuführungsdrähte um α-Centimeter: Das Aufhören der X-Strahlen an der Resonatoröffnung wird so um $\frac{\alpha}{V}$ sec verzögert; es ist also zur Wiederherstellung der Koinzidenz und Wiederauffindung des Maximums erforderlich, die Röhrenentfernung um eine Entfernung β zu verringern, sodass $\frac{\beta}{V^1} = \frac{\alpha}{V}$ wird.

Das Experiment ergiebt $\frac{\beta}{\alpha}$ und hieraus also $\frac{V^1}{V}$.

Ausserordentlich zahlreiche Bestimmungen, in welchen α in so ausgedehnten Grenzen variiert wurde, als dies möglich war, haben stets $\beta = \alpha$ ergeben. Hieraus folgt $V^1 = V$ mit dem Grade der Genauigkeit, der durch die Bestimmung der Lage der Röhre, welche das Maximum ergiebt, gegeben ist.

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Versuchsreihe. Die erste Spalte giebt die α-Werte; die zweite die entsprechenden β, die von Herrn M. Virtz, der mich unterstützte, bestimmt wurden; die dritte ergiebt die β-Werte, die von mir bestimmt wurden; die vierte die Mittelwerte aus den vorgehenden β. Jede Zahl der zweiten und dritten Spalte ist das Mittel aus 5 Bestimmungen.

	β		
α	Virtz	Blondlot	Mittel
−7	−6,5	−5,9	−6,3
+9	+8,9	+10,5	+9,7
+12,5	+12,6	+12	+12,3
+15	+14,5	+15,1	+14,8
+25	+24,5	+25,3	+24,9
+30	+30	+31,0	+30,5
+40	+39,6	+39,3	+39,4
+25	+23,2	+24,6	+23,9

Man sieht, dass die Zahlen der vierten Spalte sich so wenig von den entsprechenden der ersten unterscheiden, dass die Unterschiede sich dem Umstande zuschreiben lassen, dass es nicht möglich ist, ganz genau die Lage der Röhre, welche das Funkenmaximum giebt, zu bestimmen. Die Versuchsreihe für 80 cm in obiger Tabelle ergiebt folgendes definitives Resultat: Setzt man für α und β ihre Mittelwerte, so ergiebt sich $\frac{V^1}{V} = \frac{161{,}7}{162{,}5}$. Andere Versuchsreihen ergaben $\frac{138}{139}, \frac{146}{144}$ . . . .; diese Quotienten sind der Einheit sehr nahe: Die einzelnen Messungen ergeben dann und wann bedeutendere Abweichungen, wie man aus der Tabelle ersieht, aber der Einfluss dieser Abweichungen verschwindet immer im Mittelwert aus einer grossen Zahl von Bestimmungen. Auch habe ich nachgewiesen, dass die β-Werte unabhängig von Grösse und Form des Resonators und unabhängig von der verwendeten Röhre sind.

Wir kommen jetzt zu einer andern Methode des Experimentierens. Hierbei kompensiert man ebenfalls die Zeit, welche die X-Strahlen brauchen, um eine bestimmte Strecke zurückzulegen, durch die Zeit, welche die elektromagnetischen Wellen brauchen, um eine bestimmte Drahtlänge zu durchlaufen. Hier aber verlängert oder verkürzt man nicht mehr die Zuführungsdrähte, sondern den Resonatordraht. An die Enden des Resonators, die voneinander ungefähr 3 mm entfernt sind, lötet man je 2 Drähte als kleine Zuführungsstrecken. Am Ende dieser Strecke ist das Funkenmikrometer angebracht, die neue Resonatoröffnung wird in die Stellung der früheren gebracht, indem die angelötete Strecke hierzu umgebogen wird. Die Einwirkung des Erregers auf den Resonator erzeugt hier eine Hertzsche Welle, welche eine bestimmte Drahtlänge durchlaufen muss, um in die Resonatoröffnung einzumünden und dort den Funken zu erzeugen. Wenn man also jede Hälfte des Resonators um a Centim. verlängert, so wird der Funke um $\frac{a}{V}$ sec verzögert, und um das Maximum des Funkens zu erhalten, ist es erforderlich, die Entfernung der Röhre vom Resonator um b Centimeter zu vergrössern, so dass $\frac{b}{V^1} = \frac{a}{V}$ wird. Der beobachtete Wert $\frac{b}{a}$ ergiebt $\frac{V^1}{V}$. Man ersetzt b und a durch ihre Mittelwerte aus den verschiedenen Beobachtungen. Diese wurden sehr zahlreich und untereinander in Übereinstimmung angestellt, wobei a von 0 cm bis 25 cm variiert wurde. Es ergab sich $\frac{V^1}{V} = 0{,}93$. Dieser Wert ist in hinreichender Übereinstimmung mit dem Resultat der ersten Methode, die präziser als die zweite erscheint, da die Verzögerung der Hertzschen Wellen dort besser definiert ist.

Wir wollen bemerken, dass in der einen wie in der andern Methode das Verhältnis $\frac{V^1}{V}$ erhalten wird, ohne dass es nötig ist, die Einzelheiten der Phänomene zu kennen. Es sind Substitutionsmethoden, analog der Methode von Borda für die Pendelschwingung. In jedem Falle ist eine Komplikation vorhanden. Die Lage der Röhre, die das Maximum des Funkens ergiebt, ist der Resonatoröffnung näher als sie es wäre, wenn die Intensität der X-Strahlen nicht mit der Entfernung abnähme. Die Abnahme der Intensität genügt in der That, um eine Wirkung zur Abnahme zu bringen, die ohne sie langsam mit der Entfernung wachsen würde. Das gilt mehr für kleine Entfernungen, als für grosse, weil die Intensitätsabnahme für kleine Entfernungen rapider erfolgt. Die Vergrösserung des b oder β, die hierdurch verschuldet ist, lässt sich a priori nicht berechnen, aber die Übereinstimmung in den Resultaten zeigt, dass sie die Beobachtungsfehler nicht überschreitet.

Fassen wir alles dies zusammen.

Indem a priori die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hertzschen Wellen und der X-Strahlen vermutet wurde, wurde man dazu geführt, vorauszusehen, dass die Verstärkung, die durch die Röhre auf den Funken hervorgerufen wird, bei einer bestimmten Röhrenentfernung durch ein Maximum gehen müsse. Das Experiment bestätigte diese Voraussicht. Die gleiche Vermutung gestattete, im voraus zu berechnen, welche Ortsveränderungen die Röhre für dieses Maximum erleiden müsste, wenn einmal die Zuführungsdrähte, das andere Mal die Resonatorlänge verändert wurde: man musste imstande sein, die Zeit, welche die elektrischen Wellen brauchen, um eine bestimmte Drahtlänge zu durchlaufen, kompensieren zu können, durch die Zeit, welche die X-Strahlen brauchen, um eine gleiche Entfernung zu durcheilen. Die Kompensation liess sich thatsächlich herstellen. Zwei Methoden kamen in Verwendung, die eine ergab als Geschwindigkeitsverhältnis 0,97, die andere 0,93.

Anders erscheint es nicht möglich, eine Erklärung des Funkenmaximums, der entsprechenden Lagenveränderungen der Röhre, und anderer Eigenarten dieser Phänomene zu geben.

So führt denn die Gesamtheit der Erschei-

nungen zu dem Schluss: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen ist gleich der Hertzscher Wellen, oder der des Lichtes in der Luft.

— — — — — — — — — — — — — — —[1])

Es folgt unmittelbar aus der Gleichheit der Geschwindigkeiten der X-Strahlen und der des Lichtes in der Luft, dass die X-Strahlen mit spektralen Strahlen nahe übereinstimmend sein müssen. Von den Hypothesen, die über ihre Natur aufgestellt sind, können nur zwei in Betracht kommen. Erstens die, welche sie als sehr kurzwellige Strahlung hinstellt, zweitens die von E. Wiechert[2]) und von Sir George Stokes[3]) aufgestellte. Das Prinzip der zweiten Hypothese ist das folgende: Die Röntgenstrahlen bestehen in einer Folge unabhängiger Pulsationen, die von den Punkten ausgehen, wo die von der Kathode ausgesandten Teilchen die Antikathode treffen, und beginnen in dem Moment des Aufpralens; diese Pulsationen sind transversal und breiten sich im Äther wie Lichtwellen und mit Lichtgeschwindigkeit aus.

Das was die Röntgenstrahlen von spektraler Strahlung unterscheidet, ist, dass sie nicht in kontinuierlichen Vibrationen des Äthers, sondern in getrennten, ausserordentlich kurzen Impulsen bestehen. Sir George Stokes hat diese Theorie in einer Sitzung in der „Manchester literary and philosophical Society"[4]) entwickelt. Aus dieser Entwickelung greife ich folgenden Passus heraus.

„Nehmen wir an, dass ein Regen von Molekülen auf die Antikathode auffällt, und dass er nach einiger Dauer ganz plötzlich aufhört. Nach den Gesichtspunkten, die ich eben über die Natur der Röntgenstrahlen aufstellte, fällt das Entstehen dieser Strahlen zeitlich zusammen mit dem Molekülregen, und dauert fort, solange dieser anhält und hört gleichzeitig mit ihm auf."

Da andererseits die Kathodenstrahlen die gleiche Dauer haben, wie der Strom, welcher die Crookessche Röhre durchfliesst, da sie selbst einen Teil dieses Stromes bilden, so folgt, dass die X-Strahlen verschwinden müssen, sobald die Entladung in der Röhre abbricht. Das aber ist gerade, das, was ich konstatiert habe.

1) Anmerkung des Übersetzers: Es folgen nunmehr verschiedene, wertvolle Detailangaben über die Experimentalanordnung und Variationen derselben, durch die obige Schlüsse noch weiter gestützt werden; wir müssen aus Mangel an Platz hier von ihrer Wiedergabe absehen und wenden uns, indem wir auf das Original verweisen, gleich dem Schlussabsatz zu.

2) Abh. d. phys. Ges. z. Königsberg und Wied. Ann. **59**, 1896.

3) Proc. of the Cambridge phil. Soc. **9**; 125, 1896.

4) Memoirs a. Proc. of the Manchester lit. and philos. Society **41**, 1897.

In derselben Sitzung zeigte Sir George Stokes, dass seine Hypothese die Erklärung für die den X-Strahlen charakteristischen Eigentümlichkeiten liefert: nämlich das Fehlen von Reflexion und Refraktion.

Herr A. Sommerfeld hat auf diese Hypothese eine Theorie der Beugung der X-Strahlen aufgebaut, die Rechenschaft giebt von den merkwürdigen Experimenten der Herren Haga und Wind über diese Beugung.[1])

Schliesslich hat, von gleichen Ideen ausgehend, Prof. J. J. Thomson Kathoden- und Röntgenstrahlen theoretisch in Verbindung gebracht.[2])

Fassen wir zusamen: „Die Hypothese von E. Wiechert und Sir George Stokes wird allen bisher kekannten Erscheinungen gerecht".

1) Zeitschr. f. Math. u. Phys. **46**, 4, 1901; Sommerfeld, diese Zeitschrift **1**, 105, 1899; **2**, 55, 1900; **2**, 88, 1900; Haga u. Wind, diese Zeitschrift **1**, 91, 1899; Wind, diese Zeitschrift **2**, 292, 1901.

2) Phil. Mag. [5.] **45**, 172, 1898.

(Aus dem Französischen übersetzt von Erich Marx.)

(Eingegangen 27. Januar 1903.)

Über das Gesetz des Verschwindens der in einem geschlossenen Raume induzierten Aktivität sowie über die Radiumemanation.

Von P. Curie.

Bei Gelegenheit früherer Untersuchungen habe ich mich gemeinschaftlich mit Herrn Debierne mit den Bedingungen beschäftigt, unter denen die Erscheinungen der induzierten Radioaktivität auftreten.[1]) In vorliegender Arbeit untersuche ich, wie die induzierte Radioaktivität verschwindet, wenn die Wirkung des Radiums aufhört.

Man kann zwei verschiedene Verfahren einschlagen: Erstens möge sich in einem geschlossenen Behälter ein festes Salz oder eine Lösung von Radiumsalz befinden; dann werden alle in den Behälter gebrachten Körper radioaktiv. Wenn man einen induzierten festen Körper aus dem Behälter herausnimmt, so verliert er an der freien Luft seine Aktivität nach einem Exponentialgesetz; die Strahlungsaktivität nimmt um die Hälfte ihres Betrages ab für Zeiten von der Grössenordnung einer halben Stunde.

Zweitens wird ein Glasbehälter im Innern aktiv, wenn er vermittelst einer Röhre mit einem ein Radiumsalz enthaltenden Fläschchen in Verbindung gesetzt wird. Man kann den induzierten Behälter vom Radium trennen, indem man die Verbindungsröhre zuschmilzt. Die Aktivität der Gefässwände nimmt, wenn der Behälter auf diese Weise abgeschlossen

1) Comptes Rendus, **32**, 548 u. 768, 1901; **33**, 276 u. 931, 1901; diese Zeitschrift, **2**, 500 u. 513, 1901.

wird, mit der Zeit ab, aber nach einem weit weniger schnellen Exponentialgesetz, als wenn die Aktivität sich an der freien Luft verlöre. Dann nimmt die Aktivität in 4 Tagen um die Hälfte ab.

Bei diesem an zweiter Stelle erwähnten Versuche war radioaktive Luft im Behälter eingeschlossen und unterhielt die Aktivität der Wände. Davon kann man sich leicht überzeugen: Wenn man nämlich den induzierten Behälter öffnet und die darin enthaltene Luft austreibt, so verlieren die Wände des Gefässes von diesem Augenblicke an ihre Aktivität nach dem schnellen Gesetze des Aktivitätsverlustes; die Abnahme ist also gleich dem halben Anfangswerte in einer Zeit von der Grössenordnung einer halben Stunde. Dasselbe Gesetz beobachtet man auch, wenn man die aktive Luft entfernt und das Gefäss luftleer macht. Das Ergebnis ist dasselbe, wenn man nach Herstellung des Vakuums in den geschlossen gehaltenen Behälter nicht aktive Luft eintreten lässt. Ganz allgemein erhält man also, wenn man aus dem Innern der Röhre die durch das Radium modifizierte Luft entfernt, das schnelle Verschwinden der Aktivität der Gefässwände.

Ich will mich in dieser Mitteilung nur mit dem Gesetz des Verschwindens der Aktivität eines verschlossenen, aktivierte Gase enthaltenden Behälters beschäftigen. Meistens verwende ich als geschlossenen Behälter eine zugeschmolzene Glasröhre. Diese Glasröhre ist in dem inneren Cylinder eines cylinderförmigen Aluminiumkondensators angebracht. Figur 1

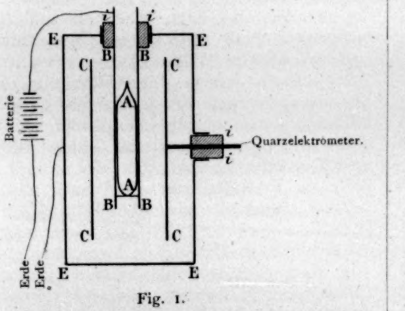


Fig. 1.

AA, aktivierte Glasröhre; *BBBB*, dünner, auf dem Potential 450 Volt enthaltener, Aluminiumcylinder, *cccc*, dicker Kupfercylinder, in Verbindung mit dem piezoelektrischen Quarz und dem Elektrometer, und vermittelst des Quarzes auf dem Potential *O* erhalten. *EEEE*, Metallbehälter, in Verbindung mit der Erde. *iiii* Ebonit. — Man misst den zwischen *B* und *C* übergehenden Strom.

zeigt den bei den Messungen benutzten Apparat im Durchschnitt. Die von der Röhre ausgesandten Strahlen gehen durch das Aluminium hindurch und machen die Luft zwischen den Belegungen des Kondensators leitend. Man misst den Grenzstrom, den man zwischen den beiden Belegungen erhält, wenn man zwischen ihnen eine genügende Potentialdifferenz (450 Volt) erzeugt. Die auf diese Weise gemessene Strahlung kommt ausschliesslich von der Radioaktivität der Wände, denn, wenn man die aktive Luft schnell aus der Röhre entfernt, so ist die unmittelbar nachher gemessene Strahlung dieselbe wie vorher.

Das Gesetz, nach dem die Aktivität eines geschlossenen Behälters verschwindet, ist ausserordentlich einfach. Die Strahlungsintensität I wird als Funktion der Zeit t durch eine Exponentialformel ausgedrückt:

$$I = I_0 \varepsilon^{-\frac{t}{\Theta}}$$

wo I_0 die Anfangsintensität, ε die Basis der Neperschen Logarithmen und Θ eine gewisse, eine Zeit vorstellende Konstante bedeutet.

Wenn man die Logarithmen von I als Ordinaten und die Werte von t als Abszissen aufträgt, so kommen die Punkte, die den Gang der Versuche darstellen, auf eine Gerade zu liegen; die Abweichungen zeigen keinerlei Regelmässigkeit und übersteigen nicht die möglichen Versuchsfehler (1 Prozent des Wertes von I). Fig. 2

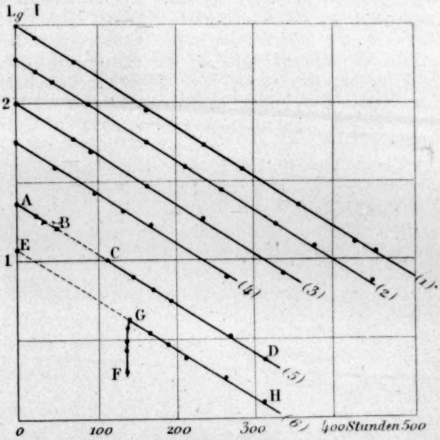


Fig. 2.

(Kurven 1, 2, 3 und 4) giebt die mit 4 Versuchsreihen an verschiedenen Röhren erhaltenen Resultate wieder. Gewisse Messungsreihen sind 20 Tage lang verfolgt worden; die Strahlungsintensität war nach Ablauf dieser Zeit 27 mal schwächer geworden, als zu Anfang, und das

Gesetz des Aktivitätsverlustes war immer noch gültig.

Ich habe unter ausserordentlich verschiedenartigen Bedingungen Versuche angestellt, und doch haben diese sämtlich denselben Wert für die Zeitkonstante Θ ergeben. Der sich aus den übereinstimmenden, bei 24 Versuchsreihen erhaltenen Resultaten ergebende Wert ist $\Theta = 4{,}970 \times 10^5$ Sekunden (5,752 Tage) $\cdot \frac{-1}{\Theta}$ ist dem Winkelkoeffizienten der Geraden in Fig. 2 proportional; wie man sieht, sind die Geraden, die sich auf die einzelnen Versuchsreihen beziehen, sämtlich untereinander parallel.

Gemäss diesem Werte von Θ nimmt die Intensität der Strahlung in 3 Tagen, 23 Stunden und 42 Minuten, also sehr angenähert in 4 Tagen um die Hälfte ab.

Die Konstante Θ bleibt unverändert, wenn man 1. zur Aktivierung der Röhren Radiumlösungen von sehr verschiedener Aktivität verwendet, 2. zu demselben Zwecke festes Radiumchlorid benutzt, 3. die Dimensionen der aktivierten Gefässe (von 3 ccm auf 2000 ccm) und ebenso auch ihre Form abändert, 4. die Glasdicke variiert, 5. an Stelle von Glasgefässen solche mit Kupfer- oder Aluminiumwänden benutzt, 6. die Aktivierung mit Hilfe von Röhren besorgt, die entweder breit und kurz oder lang und kapillar sind, 7. die Zeit der Aktivierung zwischen 15 Minuten und 1 Monat wechseln lässt, 8. die Aktivierung unter Luftdrucken besorgt, die kleiner sind als der atmosphärische (bis zu einem Drucke von 2 cm Quecksilber), die Röhre zuschmilzt und den Aktivitätsverlust bei diesem verminderten Druck erfolgen lässt, 9. mit Wasserstoff oder mit Kohlensäure an Stelle von Luft im Innern der aktivierten Röhren arbeitet.

Schliesslich habe ich unter ganz verschiedenen Bedingungen gearbeitet, indem ich als Mass der Aktivität die Intensität des elektrischen Stromes benutzte, der zwischen zwei im Innern der aktivierten Röhre gelegenen Elektroden übergeht. Das Gesetz des Aktivitätsverlustes ist dann immer noch dasselbe; jedoch kommt die in diesem Falle gemessene Leitfähigkeit zugleich von der Radioaktivität der Wände und von der des im Behälter befindlichen Gases.

Das Gesetz des Aktivitätsverlustes bleibt bei verschiedenen Temperaturen identisch. Um dies festzustellen, stelle ich zunächst bei gewöhnlicher Temperatur Messungsreihen mit ihre Aktivität verlierenden zugeschmolzenen Röhren an; hierauf lasse ich die Röhren 3 Tage lang in einem elektrischen Ofen auf der Temperatur 450°. Die Röhren werden hierauf wieder auf gewöhnliche Temperatur gebracht. Man misst ihre Aktivität und findet, dass der Gesamtverlust während der Heizzeit derselbe ist wie der, den die Röhre während der gleichen Zeit bei gewöhnlicher Temperatur erfahren hätte. Kurve 5 in Fig. 2 giebt das Resultat eines dieser Versuche wieder. Die Punkte von A bis B stellen die vor dem Erhitzen angestellten Messungen dar, während die von C bis D den Messungen nach dem Erhitzen entsprechen. Alle diese Punkte liegen auf einer Geraden, parallel zu den die vier ersten Versuchsreihen darstellenden Geraden.

Bei einem anderen Versuche wurden die Röhren nicht erhitzt, sondern in flüssiger Luft auf $-180°$ abgekühlt. Fig. 2, Kurve 6, giebt die bei diesem Versuche erhaltenen Resultate an. Punkt E stellt eine erste bei gewöhnlicher Temperatur angestellte Messung dar; hierauf ist die Röhre 6 Tage lang in flüssiger Luft geblieben. Dann fängt man die Messungen bei gewöhnlicher Temperatur wieder an. Die erste Messung (Punkt F), die unmittelbar nach dem Wiedererwärmen ausgeführt worden ist, hat einen 2 mal kleineren Wert ergeben, als der, welchen man in demselben Augenblick erhalten hätte, wenn die Röhre beständig auf Zimmertemperatur geblieben wäre. Die Aktivität der Röhre nimmt jedoch hierauf ungefähr eine halbe Stunde lang (Punkte F bis G) schnell zu und die hierauf angestellten Messungen (Punkte G bis H) ergeben die Werte, die man dann erhalten hätte, wenn die Röhre beständig auf Zimmertemperatur geblieben wäre. Die Verlängerung der Geraden GH geht durch den Punkt E. Diese Gerade hat dieselbe Neigung wie die Geraden 1, 2, 3, 4.

Es tritt also nach Rückkehr auf Zimmertemperatur eine Störung ein, die man einer augenblicklichen Veränderung der Strahlung der Glashülle infolge der Abkühlung zuschreiben kann, hierauf wird jedoch das gewöhnliche Abnahmegesetz wieder hergestellt, und man kann annehmen, dass die im Gefässe enthaltene Energie, die die Aktivität der Wände unterhält, als Funktion der Zeit nach demselben Gesetz abnimmt, wie die Temperatur auch (zwischen $-180°$ und $+450°$) sein mag.

Aus diesen zahlreichen Versuchen geht hervor, dass die den Aktivitätsverlust eines geschlossenen aktivierten Gefässes bestimmende Zeitkonstante in keiner Weise durch die Versuchsbedingungen, die Natur des den Behälter erfüllenden Gases und der Materie, aus der die Wände bestehen, ebensowenig auch durch die Temperatur beeinflusst wird.

Die Zeitkonstante Θ ist daher eine, keinerlei spezifischen Charakter besitzende Konstante, welcher folglich eine ganz allgemeine Bedeutung zukommt. Die Messungen erfolgen unter derartigen Bedingungen, dass, meiner Meinung nach,

diese Konstante sich mit ausserordentlicher Genauigkeit bestimmen lässt.

Die Konstante θ lässt sich auch betrachten als eine ganz unabhängige Zeiteinheit t. Diese Einheit bleibt unveränderlich, gleichviel welche Einheiten man sonst für die physikalischen Grössen angenommen hat.

In früheren Mitteilungen haben Herr Debierne und ich angenommen, dass jedes Radiumatom sich wie eine Energiequelle verhält; diese Energie wird durch Strahlung oder durch von Punkt zu Punkt erfolgende Leitung in flüssigen Körpern zerstreut. Vorliegende Versuche zeigen, dass in Gasen die Energie in einer ganz besonderen Form aufgespeichert ist, die sich nach einem Exponentialgesetz zerstreut. Man kann annehmen, dass diese Energie sich dadurch erschöpft, dass sie zur Unterhaltung der Radioaktivität des Gases und der Wände benutzt wird.

Herr Rutherford hat zur Erklärung der Erscheinungen der induzierten Radioaktivität und der Fortpflanzung der Aktivität durch Gasströme angenommen, dass Thorium und Radium eine radioaktive Emanation aussenden, welche die Radioaktivität der Körper, auf denen sie haftet, hervorruft. Er scheint an eine materielle Natur der Emanation zu glauben, und in einem seiner neuesten Aufsätze [1]) sieht er es als wahrscheinlich an, dass es sich um ein Gas von der Natur derer, die zur Argongruppe gehören, handle. Meiner Meinung nach giebt es augenblicklich nicht hinreichende Gründe, um das Vorhandensein einer materiellen Emanation anzunehmen. Herr Debierne und ich haben früher ohne Erfolg nach neuen Linien bei den radioaktiven, dem Radium entnommenen Gasen gesucht. Die Emanation verhält sich nicht wie ein materielles Gas in seiner gewöhnlichen atomistischen Form. Wenn sie in einer zugeschmolzenen Röhre enthalten ist, so verschwindet sie von selbst, d. h. alle Erscheinungen, die uns ihr Vorhandensein offenbaren, verschwinden, und das in der Röhre befindliche Gas kehrt auf seinen ursprünglichen Zustand wieder zurück.

Das Abnahmegesetz der Emanation wird von keinem der Umstände beeinflusst, die gewöhnlich die Eigenschaften der Materie beeinflussen. Dasselbe ist im besonderen unveränderlich, wenn die Temperatur zwischen -180^0 und $+450^0$ variiert. Dieser Umstand spricht gegen die Annahme, dass die das Vorhandensein der Emanation begleitenden Erscheinungen ihren Ursprung in einer den chemischen Reaktionen analogen Umwandlung hätten. Man kennt nämlich keinen chemischen Prozess, bei dem die Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in so weiten Grenzen unabhängig wäre. Es scheint daher, dass die Emanation etwas Ursprüngliches, die atomistische Form nicht besitzendes, ist, dessen Hauptkennzeichen in einer Aufsammlung von Energie in besonderer Form besteht.

Der Ausdruck Emanation ist bequem und wird in den zahlreichen bedeutenden Arbeiten Herrn Rutherfords über induzierte Radioaktivität ständig angewandt. Ich will gleichfalls diesen Ausdruck benutzen, nur dass er für mich die radioaktive Energie in der besonderen Form, in der sie in Gasen und im Vakuum aufgespeichert ist, bezeichnet, deren Quelle in den radioaktiven Körpern liegt. Diese Energieform ist bei Radium durch die Zeitkonstante der Exponentialformel charakterisiert, nach der ihre Zerstreuung stattfindet. Die Radioaktivität der festen Wände stellt eine andere Form derselben radioaktiven Energie dar, die sich nach einem anderen Gesetz zerstreut.

Die augenblicklich bekannten experimentellen Thatsachen erlauben es, die früher von Herrn Debierne und mir [1]) aufgestellten Hypothesen, denen wir absichtlich eine sehr allgemeine Form gelassen hatten, weiter zu präzisieren.

Wir können uns denken, dass jedes Radiumatom nicht direkt Becquerelstrahlen aussendet, sondern wie eine Maschine funktioniert, die mit konstanter Leistung Energie in der speziellen, die Emanation kennzeichnenden Form hervorbringt. Diese wird ihrerseits in eine Energie anderer Art umgewandelt, die zu Trägern materielle Körper hat und sich schliesslich unter Erzeugung von Becquerelstrahlen zerstreut. Bei Radiumsalzen in festem Zustande kann die Emanation nur teilweise entweichen; sie sammelt sich im Salze an und verwandelt sich an Ort und Stelle in Strahlung. Falls das Salz aufgelöst und die Lösung in einem geschlossenen Gefässe enthalten ist, verbreitet sich die Emanation in dem Gefässe und ruft bei ihrer Zerstreuung die induzierte Radioaktivität der Wände hervor. In diesem Falle entsendet die Lösung und das darin enthaltene Radium fast keine Becquerelstrahlen mehr; die Strahlung ist exterriorisiert, sie ist gewissermassen auf die Wände des Gefässes übergetragen. Wenn man eine Lösung eines Radiumsalzes an der freien Luft lässt, so dass sie kaum radioaktiv ist, und zur Trockenheit verdampft, so erscheint das Salz zuerst wenig aktiv und sendet wenig Strahlen aus; es nimmt jedoch wieder Radioaktivität an, zunächst

1) Phil. Mag. 4, 569, 1902.

1) Comptes Rendus, 29. Juli 1901.

schnell und später langsam, und nach Verlauf von einigen Monaten hat es eine Grenzaktivität angenommen. Man kann annehmen, dass die durch das Radium erzeugte Emanation sich im Salz entwickelt und zu gleicher Zeit sich in der Form von Strahlung zerstreut. Da die Erzeugung zunächst schneller als die Zerstreuung geht, so sammelt die Emanation sich im Körper an und nimmt die Strahlung fortwährend zu. Das Gleichgewicht wird dann erreicht, wenn die durch das Radium erfolgende Erzeugung gerade dazu ausreicht, das zu liefern, was sich durch die Strahlung zerstreut.

Eine an und für sich wichtige Frage, die noch aufzuklären ist, ist es, was den Träger der die Emanation bildenden Energie darstellt. Man kann trotz der im vorausgehenden gemachten Einwendungen mit Herrn Rutherford annehmen, dass das Radium ein Gas in atomistischer gewöhnlicher Form aussendet, das als Träger der Emanation dient. Man kann auch diese Rolle des Emanationsträgers dem Gas zuschreiben, das notwendigerweise in dem Raume vorhanden ist, wo sie verbreitet ist. Es ist aber dann schwer zu verstehen, warum die Natur des Gases, sein Druck und seine Temperatur auf die Eigenschaften der Emanation keinen Einfluss haben. Eine dritte Hypothese bleibt noch übrig, die in der Annahme bestünde, dass die Emanation als Träger nicht die gewöhnliche Materie hat, und dass sich zwischen den Molekülen des Gases Kondensationscentren für Energie befinden, die von ihm mitgenommen werden können. Die experimentellen Thatsachen sind noch nicht ausreichend, um sich für die eine oder andere Anschauung zu entscheiden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 30. Januar 1903.)

Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie?

Von Carl Forch.

Die schon von anderer Seite ausgesprochene Vermutung, dass „die von den radioaktiven Substanzen ausgegebene Energie durch Aufnahme von Gravitationsenergie ersetzt würde", versuchte R. Geigel[1]) experimentell zu begründen. Da das von demselben angegebene Zahlenmaterial insofern wenig beweiskräftig erscheint, als die wahrscheinlichen Fehler einer einzelnen Wägung die Gewichtsdifferenz erreichen, welche durch die Absorption von Gravitationsenergie in einer etwa 3 mm dicken Schicht radioaktiver Substanz erfolgen soll, so wurden die Versuche unter etwas veränderten Verhältnissen wiederholt. Während Geigel eine Bleikugel von 6,5 gr benutzte, befestigte ich auf jeder Seite der Wage eine Bleimasse von je 96 gr, brachte die radioaktive Substanz abwechselnd unter jedes der beiden Bleistücke und benutzte eine Wage, welche für 1 mgr 5—6 Skalenteile statt 2,7 Skalenteile bei G. gab. Es hätte also bei meinen Wägungen unter im übrigen gleichen Verhältnissen, wenn wirklich eine Absorption von Gravitationsenergie erfolgte, das 40—50 fache des von Geigel beobachteten Skalenausschlages beim Umsetzen der radioaktiven Substanz von rechts nach links auftreten müssen.

Die benutzte radioaktive Substanz, welche Herr Prof. Dr. W. Staedel aus der Sammlung des hiesigen chemischen Institutes zur Verfügung zu stellen die Liebenswürdigkeit hatte, befand sich in Glasröhrchen eingeschlossen. Durch entsprechende Gruppierung derselben konnte eine Schicht von über 20 cm^2 und 3—6 mm Dicke hergestellt werden. Das Blei war etwa 15 mm über der Schicht angebracht. Die radioaktive Substanz (von de Haën) entlud in 26—30 Sekunden ein Elektroskop, das in nicht ionisierter atmosphärischer Luft nach $1\frac{1}{2}$ Stunden von annähernd der gleichen Ladung noch einen ziemlichen Ausschlag zeigte. Hatte die Substanz einige Zeit im Elektroskop gestanden, so erfolgte die Entladung, nachdem die Substanz entfernt war, in etwa 2 Minuten. Sie dürfte also von annähernd gleicher Radioaktivität wie die von Geigel benutzte gewesen sein.

Um den Einfluss der schwankenden Zimmertemperatur während der Wägungen eliminieren zu können, wurde unmittelbar vor Beginn derselben die Heizung des Zimmers abgestellt, so dass man einen einseitigen Gang der Temperatur voraussetzen konnte. Die Wage wurde mit einem Fernrohr abgelesen, die Beleuchtung der Skala erfolgte aus $1\frac{1}{4}$ m Abstand durch Glühlampen, welche während der ganzen Beobachtungsreihe brannten. Die Beobachtungen erfolgten in der Weise, dass 2 mal je 5 Umkehrpunkte (einmal rechts, einmal links beginnend) abgelesen wurden, alsdann wurde die Substanz unter die andere Bleimasse gebracht und wieder 2 mal 5 Umkehrpunkte beobachtet, hierauf wieder in der ersten Stellung u. s. w. In der ganzen Zeit wurde die Wage nicht arretiert.

Nachstehend sind 2 an aufeinanderfolgenden Tagen beobachtete Messreihen wiedergegeben.

1) R. Geigel, Ann. d. Phys. 10, 429, 1903.

Radioaktive Substanz befindet sich:

Einstellung der Wage	links	rechts
	10,94	
		10,74
	10,59	
		10,52
	10,44	
		10,34
	—	
		10,83
	10,84	
		10,85
	10,90	
		10,81
	10.79	

Nimmt man in beiden Reihen aus je 2 Beobachtungen der einen Seite das Mittel und zieht davon die zeitlich zwischen beiden liegende Beobachtung der anderen Seite ab, so eliminiert man die aus dem Temperaturgang resultierenden Nullpunktsänderungen. Es ergeben sich dann folgende Differenzen:

Links — Rechts

+0,02	—0,04	+0,00	+0,01	Skalenteile
+0,00	+0,02	+0,07	+0,03	„

im Mittel +0,02 Skalenteile, oder in Gewicht ausgedrückt etwa $^1/_{250}$ mgr, das ist aber relativ zur Masse eines Bleistückes rund $^1/_{25\,000\,000}$. — Es erscheint also durch die vorliegenden Versuche als erwiesen, dass — wenigstens durch die hier benutzte radioaktive Substanz — keine Absorption von Gravitationsenergie erfolgt, welche die erwähnte Grenze von $^1/_{25\,000\,000}$ übersteigt.

Darmstadt, Physikal. Institut der techn. Hochschule.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

Eine Bemerkung zur Arbeit des Herrn R. Geigel: Über Absorption von Gravitationsenergie etc.

Von Gottlieb Kučera.

Unter obigem Titel veröffentlichte Herr Geigel im Februarheft der „Annalen der Physik" eine experimentelle Arbeit [1]), in welcher er darzuthun versucht, dass eine kleine Bleikugel durch Bestrahlung mit radioaktiven Substanzen scheinbar leichter wird, was durch die Absorption der Gravitationsenergie durch die aktive Substanz erklärt wird. Bei den Versuchen war die Bleikugel (6,5 g schwer) an einem Arm einer Wage aufgehängt; unterhalb von ihr befand sich, aufgehäuft in Glascylinderchen von wechselndem Radius und Höhe, 1 Gramm der radioaktiven Substanz von de Haën, welche die von der Erdkugel kommenden Gravitationsstrahlen absorbieren sollte. Aus seinen Beobachtungsresultaten berechnet Herr Geigel einen „Schwächungskoeffizienten" für diese Gravitationsstrahlen, und zwar überlegt er folgendermassen (l. c., S. 433):

„Wir betrachten das Bleikügelchen als Punkt an der Oberfläche der Erde, und denken uns von diesem aus nach allen Richtungen Strahlen in die Erde gezogen, die mit der Senkrechten, also mit dem Erddurchmesser den Winkel α bilden, der von 0^0—90^0 variiert. In der Richtung jeder solchen Sehne wirkt eine Masse, die proportional mit der Länge der Sehne und, da wir die Masse im Schwerpunkte der Sehne denken können [1]), eine Kraft, die umgekehrt proportional dem Quadrat der Sehnenlänge, zusammen also umgekehrt proportional der Länge der Sehne ist. Von dieser kommt die Vertikalkomponente in Betracht, welche dem $\cos\alpha$ proportional ist. Da aber die Länge der Sehne selbst proportional mit $\cos\alpha$ ist, so ist die Vertikalkomponente jeder solchen Sehne konstant. So kann also die Summierung aller dieser Vertikalkomponenten erfolgen, indem man sie alle als gleichlang betrachtet und vom Bleikügelchen aus nach allen Seiten von $\alpha = 0^0$ bis $\alpha = 90^0$ angeordnet, d. h. eine Halbkugel vom doppelten Erdradius erfüllend, in deren Mittelpunkt das Bleikügelchen ist."

Diese Überlegung erweist sich nicht als stichhaltig; um über ein räumliches Gebilde integrieren zu können, muss man als Integrationselemente räumliche Gebilde benutzen. Die unterstrichene Annahme entbehrt jeder Begründung. Der richtige analoge Weg wäre folgender:

Auf das im Punkte A der Erdoberfläche befindliche Bleikügelchen (Masse = 1) wirkt das in der Richtung α gelegene Volumelement $dm = s\cdot d\alpha\cdot ds\cdot s\cdot \sin\alpha\cdot d\varphi$ mit der Anziehungskraft $\frac{dm}{s^2} = \sin\alpha\, d\alpha\cdot ds\cdot d\varphi$ und die ganze in dieser Richtung liegende Pyramide (von A bis C) mit der Kraft

$$\sin\alpha\cdot d\alpha\, d\varphi \int_0^{2R\cos\alpha} ds = 2R\cdot\cos\alpha\cdot\sin\alpha\, d\alpha\cdot d\varphi.$$

Dabei ist der Einfachheit halber die Dichte der Erdkugel gleich Eins gesetzt; R ist der Erdradius. Die übrigen Bezeichnungen sind wohl aus der Figur leicht ersichtlich.

Die in A vertikal herunter wirkende Komponente dieser Kraft ist

$$2R\cdot\cos^2\alpha\cdot\sin\alpha\cdot d\alpha\cdot d\varphi,$$

also nicht von α unabhängig, wie Herr Geigel annimmt. Durch weitere Integration bekommen wir für die Wirkung der ganzen Erdkugel

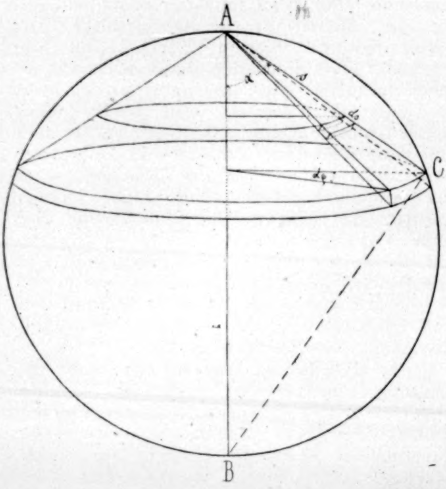
1) Robert Geigel, Ann. der Phys. **10**, 429 bis 435, 1903.

1) Von mir unterstrichen.

$$2R\cdot\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{4}} \cos^2\alpha\cdot\sin\alpha\cdot d\alpha = \tfrac{4}{3}\,\pi R$$

wie bekanntlich sein muss; nach den Annahmen des Herrn Geigel wäre die ganze Wirkung fälschlich R^3 proportional. Für die Wirkung eines kegelförmigen Ausschnittes vom Winkel α bei A ergiebt sich

$$4\pi\cdot R\cdot\int_0^{\alpha} \cos^2\alpha\cdot\sin\alpha\cdot d\alpha = \tfrac{4}{3}\pi R(1-\cos^3\alpha).$$



Die vertikale Wirkung dieses Ausschnittes verhält sich zur Wirkung der ganzen Kugel wie $(1-\cos^3\alpha):1$, wogegen Herr Geigel das Verhältnis gleich $(1-\cos\alpha):1$ ansetzt. Dieser unrichtige Ansatz zieht sich durch die ganze weitere Rechnung und modifiziert auch den numerischen Wert der Schwächungskoeffizienten.

Übrigens trägt diese weitere Rechnung überhaupt den Charakter einer ersten Annäherung, da bei exakter mathematischer Behandlung des Problems die Bleikugel, welche einen Durchmesser von ca. 1 cm hatte, kaum als punktförmig gegenüber einer in der Entfernung von ungefähr 4 cm liegenden Kreisfläche von einem Durchmesser von 1,9 oder sogar 0,7 cm. wird aufgefasst werden können.

Darmstadt, Physikalisches Institut der techn. Hochschule.

(Eingegangen 9. Februar 1903.)

Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel.[1])

Von E. Lecher.

Für das Verständnis der drahtlosen Telegraphie bietet die Thatsache Schwierigkeit, dass die Ätherwellen über weite Strecken hinweg trotz der Krümmung der Erdkugel an das Ziel gelangen. Ich habe im vorigen Jahre[2]) die Möglichkeit einer Erklärung angedeutet, welche darauf beruht, dass die Wellen genau so über die leitende Erdoberfläche hinwegstreichen, wie bei bekannten und vielfach variierten Versuchen längs eines leitenden Drahtes. Damals waren aber erst Erfolge über Distanzen von etwa 300 km bekannt, und es wären immerhin auch andere Erklärungsversuche nicht abzuweisen gewesen. Heute aber, da Marconi wirklich Zeichen über den Atlantischen Ozean hinübersendet, scheint mir meine Darstellung als die beste, um ein Verständnis der hierbei auftretenden elektrischen Vorgänge zu gewinnen.

Darum möchte ich mir erlauben, nochmals die schon angegebene Idee in einer dem Wesen nach identischen, aber sehr vereinfachten und gemeinfasslichen Form vorzubringen.

Sicher ist schon oft im stillen die Frage überlegt worden, ob es nicht möglich wäre, durch künstliche Elektrisierung der Erdkugel telegraphische Zeichen in entfernten Orten zu erzeugen. Dabei stellt sich wohl rasch die Schwierigkeit, wo nicht Unmöglichkeit eines derartigen Unterfangens heraus. Ist doch zunächst kaum erfindlich, wie ein dauernder Anstieg des Erdpotentials um einige Volts bemerkt werden könnte, selbst wenn das viel schwierigere Problem einer künstlichen Elektrisierung gelöst würde. Zu letzterem Zwecke liessen sich ja nicht unschwer Kondensatoren herstellen, deren Kapazität zu der der Erde in keinem allzu kleinen Verhältnisse stünden. Die Ladung, die solche Kondensatoren fassen, würde über die ganze Erdoberfläche verteilt, auch das Potential der Erde heben, wenn nur nicht in jedem Kondensator gleichzeitig positive und negative Elektrizität vorhanden wäre, wobei es ganz unmöglich ist, die nicht zur Ladung verwendete Elektrizitätsart wegzuschaffen. Es ginge leicht, wenn man diese Elektrizität sehr weit von der Erde wegleiten könnte, etwa zum Monde hinauf.

Das geschieht nun aber in gewissem Sinne bei der drahtlosen Telegraphie. Man schickt in einem vertikalen Geberdrahte die eine Elektrizitätsart wirklich weg von der Erde — sie tritt ihre Reise nach aufwärts an — bevor sie

1) Auszug eines Vortrages, gehalten am 31. Jan. 1903 in der „deutschen mathematischen Gesellschaft in Prag".

2) Diese Zeitschrift **3**, 273, 1902.

aber noch eine kleine Strecke, etwa 50 m oder mehr, in dem Leiter emporgeeilt, wird sie wieder zurückgeholt und so fort.

Jede Antenne ist geerdet, sei es nun direkt oder durch Vermittlung eines Kondensators. Dadurch wird die Erde an dieser Stelle (z. B. in England) durch die Schwingung in diesem langen vertikalen Drahte in einem regelmässigen Tempo abwechselnd positiv und negativ geladen. Und diese Ladungen pflanzen sich nun an der Erdoberfläche fort, genau so wie Wasserwellen an der Oberfläche des Wassers. So werden dann die Fusspunkte der Auffang-Antennen (in Amerika) abwechselnd mit positiver und negativer Ladung versehen, wodurch in denselben die auf den Kohärer wirkende Schwingung entstehen muss.[1])

Zum Verständnis dieser Erscheinung bedarf es weder der Diskussion des Äthers, noch der Ätherwellen, ja man hätte die Sache vielleicht sogar ohne Hertz und Maxwell finden können.

Dass diese abwechselnden Ladungen der einzelnen Oberflächenstellen von vertikalen Schwingungen im Dielektrikum begleitet sind, dass die Hertzschen Ätherwellen zustande kommen, ist ja selbstverständlich, aber nach dieser Anschauungsweise — wie ich fast sagen möchte — Nebensache.

Die eben dargestellte, ob ihrer Einfachheit und Anschaulichkeit so ungemein verlockende Auffassung ergiebt auch die Möglichkeit, in technischer Beziehung den einen oder anderen Versuch zu wagen. Denken wir uns z. B. zwei Punkte *a* und *b* an der Erdoberfläche so, dass die Richtung *ab* genau gegen die Geber-Antenne geht. Dann wird, wenn die Strecke *ab* gleich einer halben Wellenlänge ist, *a* und *b* im richtigen Schwingungstempo abwechselnd positiv und negativ geladen werden. Es seien *a* und *b* zwei grössere horizontale Metallplatten, welche diese Ladungen auffangen. Ein diese Punkte *a* und *b* verbindender horizontaler Draht wird dann von elektrischen Schwingungen überströmt sein.[2])

Ein derartiger Versuch wäre nicht nur von Interesse dafür, ob meine Vorstellungsweise der Wahrheit entspricht oder nicht, die Sache hätte auch technische Vorteile, falls ein Auffangen der elektrischen Wellen in dieser Weise möglich wäre. Der Draht *ab* wird nämlich nur dann ansprechen, wenn er genau in der Richtung gegen die Geberstation liegt; nicht aber, wenn Wellen schief oder gar senkrecht auf *ab* auffallen, in letzterem Falle würden ja die Endplatten *a* und *b* stets gleichnamig elektrisch und absolut ohne jede Wirkung bleiben.

In ähnlicher Weise liesse sich unschwer noch manche andere Anordnung angeben, deren Anführung hier wohl zu weit führen dürfte. Jedenfalls wären aber derartige Versuche sehr dankenswert, denn nur sie können darüber Aufschluss geben, wie stark die Absorption solcher wellenförmig forteilenden elektrischen Ladungen an Land- oder Meeresflächen ist. Die Absorption durch Wasser scheint nun für so lange Wellen von 100 m und mehr eine sehr geringe zu sein, und das spricht für die Wahrscheinlichkeit der ausgesprochenen Hypothese.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

1) Dadurch erscheint auch verständlich, warum Marconi seine Drähte käfigartig in Form einer Pyramide spannt, deren Spitze unten auf der Erde aufsteht.

2) Die Verlangsamung der Schwingung durch die angehängten Metallmassen *a* und *b* wird vielleicht zu etwas komplizierteren Anordnungen zwingen. Man errichtet z. B. in *a* und *b* vertikale Antennen, und verbindet deren Spitzen durch einen horizontalen gegen die Geberantennen gerichteten Querdraht.

Druckbeobachtungen am Quecksilberlichtbogen.

Von J. Stark und M. Reich.

1. Manometer an Elektrode. — Der Quecksilberlichtbogen kann zwischen Quecksilberelektroden in einem gashaltigen und in einem gasfreien Raume hergestellt werden; in den nachstehenden Versuchen war der Druck des Restgases im Lichtbogengefäss kleiner als 0,005 mm. Der Quecksilberbogen kann ferner in einer Röhre[1]) ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) oder in einer Röhre mit Kondensationsgefäss *K* (Fig. 2) brennen.

Der Träger des elektrischen Stromes ist beim Quecksilberlichtbogen der aus den Elektroden entwickelte Quecksilberdampf bezw. die aus ihm gebildeten Ionen. Der Druck des Quecksilberdampfes lässt sich auf folgende Weise bestimmen. Man setzt an die Elektrodenpartie der Lichtbogenröhre ein enges, gut zu evakuierendes Manometerrohr M_a, M_k an, wie es Fig. 1 und 2 zeigt; man beobachtet, sei es mit dem Kathetometer, sei es an einer angeklebten Papierskala, die Einstellung der Manometerkuppe, wenn der Lichtbogen brennt und darauf wenn die Röhre kalt ist; die Differenz der Einstellungen giebt dann den Druck des Quecksilberdampfes kurz vor Unterbrechung des Lichtbogens. Hierbei darf aber nicht nach der Unterbrechung Quecksilber nach der Elektrode aus der Röhre zurücktropfen.

Das vorstehende Verfahren hat folgende Resultate geliefert. Schliesst man den Quecksilberlichtbogen in einer Röhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1), so steigt der

1) Die gebrauchten Röhren wurden von der Glasbläserei Mittelbach in Göttingen hergestellt.

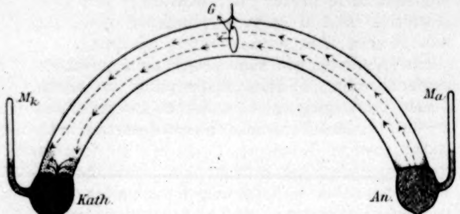


Fig. 1.

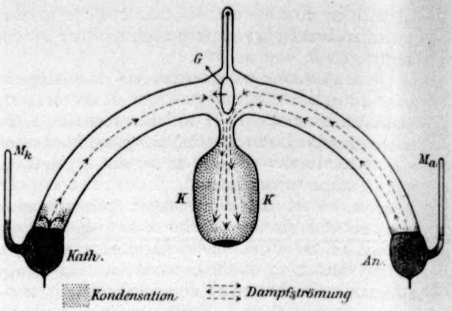


Fig. 2.

Dampfdruck in den ersten zwei Minuten langsam. Ist die Glasröhre so heiss geworden, dass kleine Quecksilbertröpfchen auf der Innenseite verdampfen, so steigt der Druck rasch von etwa 2 bis 10 mm; gleichzeitig sinkt die Stromstärke und steigt die Elektrodenspannung des Lichtbogens. Von da ab steigt der Dampfdruck wieder langsamer bis etwa 15 mm, und hält man die Röhre weiter in Betrieb, so wird sie schliesslich so heiss, dass sie an einer Stelle weich und eingedrückt wird. Hält man die Stromstärke durch Erniedrigung des äusseren Widerstandes konstant, so steigt der Dampfdruck von 10 mm rasch an, und die Röhre geht in kurzer Zeit zu Grunde.

Ist die Röhre (Fig. 2) mit einem Kondensationsgefäss *K* versehen, so steigt nach Stromschluss der Dampfdruck in den ersten 2 Minuten langsam bis zu 2—5 mm an, bleibt aber dann auf einem stationären Werte stehen. Sowie dieser erreicht ist, ändern sich Stromstärke und Elektrodenspannung des Lichtbogens nicht mehr.

Es liegt auf der Hand, dass der Dampfdruck im stationären Zustand abhängt von der Temperatur in der Umgebung der Lampe. Hieraus erklärt sich die von Hewitt und von Recklinghausen[1]) gefundene Abhängigkeit der Charakteristik einer Quecksilberdampflampe von der Aussentemperatur. Je niedriger die Aussentemperatur und je grösser das Kondensationsgefäss ist, desto niedriger ist unter sonst gleichen Umständen der Dampfdruck. Der stationäre Wert des Dampfdruckes hängt ab von der Temperatur sämtlicher mit dem Dampfe in Berührung befindlicher Teile der Röhre; da diese Temperatur erst einige Minuten nach Änderung der Stromstärke konstant wird, so erhält man stationäre Werte der Charakteristik (Stromstärke und Elektrodenspannung) erst nach dieser Zeit.

1) M. von Recklinghausen, Elektrot. Zeitschr. 1902, Heft 23.

2. Druck auf Anode und Kathode. — Man kann die Anode und die Kathode des Quecksilberlichtbogens mit einem Manometer versehen (Fig. 1 und 2) und deren Angaben miteinander vergleichen; hierbei müssen Anode und Kathode in Bezug auf Querschnitt und Quecksilbermenge kongruent sein; auch darf kondensiertes Quecksilber nicht vorzugsweise zu einer Elektrode zurücktropfen; am besten lässt man überhaupt kein Quecksilber zurücktropfen, indem man wie in Fig. 2 das Kondensationsgefäss unten anbringt.

Bei Beachtung der vorstehenden Vorsichtsmassregeln ergab das kathodische Manometer nahezu dieselbe Einstellungsdifferenz (heiss—kalt) wie das anodische. In einer Reihe von Beobachtungen zeigte sich eine kleine einige 0,1 mm grosse Differenz der Angaben der zwei Manometer; diese bedarf noch der genaueren Untersuchung.

Bei Vernachlässigung der Kapillarwirkung dürfen wir die Einstellungsdifferenz der Manometerkuppe gleich dem Drucke des Quecksilberdampfes auf den höchsten Punkt der Elektrodenoberfläche setzen. Da grössere Druckdifferenzen durch Strömung sich sofort ausgleichen würden, so ist jener Druck auf den höchsten Punkt mit grosser Annäherung gleich dem Dampfdruck im Innern des Lichtbogens in einigen Centimetern Abstand von der Elektrodenoberfläche. Nach den Manometerbeobachtungen wäre demnach der Dampfdruck im Lichtbogen in der Nähe der Anode nicht viel verschieden von demjenigen in der Nähe der Kathode.

Nun darf man den Druck auf den höchsten Punkt der Elektrodenoberfläche oder kurz den Druck auf die Elektrode nicht allgemein identifizieren mit dem Drucke auf die Basis des elektrischen Stromes an der Elektrode. Es ist dies wohl an der Anode aber nicht an der Kathode erlaubt. An jener fällt nämlich die Strombasis im allgemeinen mit der Elektrodenoberfläche zusammen. An der Kathode ist dagegen, wie sich nachweisen

lässt, die Strombasis viel kleiner; die Stromdichte ist hier sehr gross. Bei drei Ampère Stromstärke ist die kathodische Strombasis nur etwa 2 mm² gross, durch den übrigen Teil der Kathodenoberfläche fliesst nur ein sehr schwacher Strom. Da, wo nun der elektrische Strom an der Kathode entspringt, ist eine 0,5 bis 3 mm messende Vertiefung in der Kathodenoberfläche wahrzunehmen (Fig. 1 und 2). Der Druck auf die kathodische Strombasis ist darum, ungerechnet den kapillaren Druck in der Vertiefung, um 0,5—3 mm grösser als derjenige auf den übrigen Teil der Kathodenoberfläche, darum auch grösser als derjenige auf die Anode und derjenige in der Lichtbogensäule.

Der Überdruck auf die kathodische Strombasis erklärt sich wahrscheinlich in folgender Weise. Nach Arons[1]) beträgt beim Quecksilberlichtbogen der Anodenfall etwa 7, der Kathodenfall etwa 5 Volt. Setzen wir die anodische Strombasis gleich 2 cm², die kathodische gleich 0,02 cm², die Stromstärke gleich 3 Ampère, so beträgt die Stromleistung für 1 cm² auf die kathodische Strombasis 750, auf die anodische 10,5 Watt. Wenn nun diese Stromleistung zum grösseren Teil in Joulesche Wärme verwandelt wird, so muss an der kathodischen Strombasis eine intensivere Verdampfung als an der anodischen Basis statthaben. Es muss aus der kathodischen Strombasis ein Quecksilberdampfstrahl hervorbrechen, der auf das flüssige Quecksilber einen Reaktionsdruck (jene Vertiefung) ausübt. In der That sitzt auf der kathodischen Strombasis ein dünner, nach oben sich erweiternder kometenartiger hellleuchtender Schweif.

3. Dampfströmung von Anode zur Kathode. — In einer Quecksilberdampfröhre sei in symmetrischer Lage (Fig. 1 und 2) quer zur Röhrenachse ein kreisförmiges Glimmerblatt *G* in einigen Millimetern Randabstand von der Röhrenwand leicht beweglich aufgehängt. Erhitzt man bei offenem Strome die Kathode von aussen mittels eines Bunsenbrenners, so wird das Glimmerblatt nach der Anode zu abgelenkt; erhitzt man die Anode, so wird das Blatt nach der Kathode zu gedreht. Über der erhitzten Elektrode stellt sich nämlich ein höherer Druck des Quecksilberdampfes her als über der anderen kälteren Elektrode. Infolge dieser Druckdifferenz gerät der Dampf in Strömung und bläst das Blatt nach der kälteren Elektrode.

Stellt man in einer so hergerichteten Röhre den Lichtbogen her, so wird das Glimmerblatt kurze Zeit nach Stromschluss in der Richtung Anode-Kathode abgelenkt. Indem man die kathodische Seite der Röhre von aussen erhitzt, kann man das Blatt in seine alte Lage und darüber hinaus zurücktreiben; sowie man aber das Erhitzen von aussen einstellt, lenkt es der elektrische Strom wieder nach der Kathode ab. Diese Ablenkung tritt in einer Röhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) und ebenso in einer Röhre mit Kondensationsgefäss (Fig. 2) auf; wird Glimmer durch Platin ersetzt, so ist keine Änderung im qualitativen und quantitativen Verlauf der Erscheinung wahrzunehmen.

Es ist wahrscheinlich, dass die beobachtete Ablenkung dadurch hervorgebracht wird, dass im Quecksilberlichtbogen Dampf in der Richtung Anode-Kathode strömt. Ist diese Erklärung richtig, so gilt folgendes. In der Säule des Quecksilberlichtbogens ist der Dampfdruck im anodischen Teile grösser als im kathodischen Teile; verfeinerte Manometerbeobachtungen müssen unter der Berücksichtigung Kapillarwirkung einen etwas grösseren Druck auf die Anode als auf die Kathode (nicht Strombasis) ergeben.

Bemerkt sei noch, dass unmittelbar an der Oberfläche des Glimmerblattes auf der zur Anode schauenden Seite das Leuchten des Dampfes intensiver ist als auf der kathodischen Seite, insbesondere unmittelbar vor der Ablenkung.

4. Verdampfung und Kondensation an den Elektroden. — Hält man eine Quecksilberdampfröhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) längere Zeit in Betrieb, so beobachtet man eine Zunahme der Menge des kathodischen Quecksilbers, eine Abnahme des anodischen. Mag an dieser Überführung von Masse von der Anode zur Kathode auch die elektrolytische Wirkung der elektrischen Strömung beteiligt sein, so dürfte sie doch in erster Linie durch die Strömung neutralen Quecksilberdampfes in der Richtung Anode-Kathode bedingt sein; hierfür spricht die oben behandelte Ablenkung des Glimmerblattes.

Stellt man den gleichen Versuch an einer Röhre an, die ein nach oben geöffnetes Kondensationsgefäss (Fig. 2) besitzt, so beobachtet man sowohl eine Abnahme der anodischen wie der kathodischen Quecksilbermenge; nur ist diese Abnahme an der Anode beträchtlich grösser als an der Kathode. Diese Erscheinung erklärt sich daraus, dass in das Kondensationsgefäss, wo der Dampfdruck klein ist, sowohl von der Anode wie von der Kathode her Dampf strömt, nur von jener her mit grösserer Stärke, da an ihr ein grösserer Überdruck als an der Kathode vorhanden ist.

Die Erscheinung, dass die Anode mehr Quecksilber verliert als die Kathode oder deren Menge sogar vergrössert, hat zwei Gründe. Erstens ist die Stromleistung an der Anode grösser als an der Kathode, da dort der

1) L. Arons, Wied. Ann. **56**, 78, 1896.

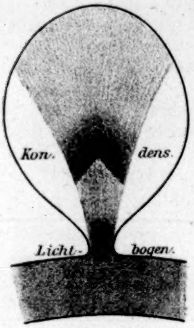


Fig. 3.

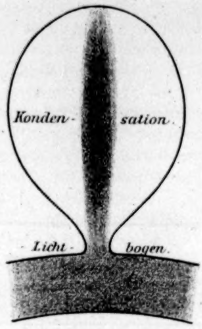


Fig. 4.

Spannungsabfall grösser ist als hier. Zweitens ist das Kondensationsgebiet an der Kathode grösser als an der Anode. Verdampfung findet nämlich an jeder Elektrode nur in der Mitte der Strombasis statt; am Rande der Elektrodenoberfläche in der Nähe der daüber aufsteigenden Glaswand ist dagegen infolge der Abkühlung durch die Umgebung und das flüssige Quecksilber eine niedrigere Temperatur vorhanden, als an denjenigen Teilen der Röhre, welche von Stromlinien der Lichtsäule berührt und erwärmt werden. In diesen niedriger temperierten Teilen in der Nähe der Elektroden hat darum Kondensation von Quecksilberdampf statt, wie man an den kleinen sich absetzenden Quecksilbertröpfchen direkt beobachten kann. Dieses Kondensationsgebiet hat an der Kathode grösseren Querschnitt und grössere Höhe als an der Anode, da an der Kathode auf einen beträchtlichen Abstand von der Oberfläche der Querschnitt der heissen Strombahn kleiner ist als an der Anode (vergl. Fig. 3). So findet in der kathodischen Strombasis wohl eine heftige Verdampfung statt, unmittelbar daneben aber vollzieht sich in einem beträchtlichen Volumen Kondensation. Die eigenartige Strömung des neutralen Quecksilberdampfes, die nach den mitgeteilten Beobachtungen in Quecksilberdampfröhren ohne und mit Kondensationsgefäss statthat, ist in Fig. 1 und 2 durch gestrichelte Linien angedeutet.

5. Leuchtender Dampfstrahl aus dem Quecksilberlichtbogen. — Entsprechend der niedrigen Temperatur ist in dem Kondensationsgefäss ein niedrigerer Druck als in der mit ihm kommunizierenden Lichtbogensäule vorhanden. Macht man die Öffnung des Kondensationsgefässes nach der Strombahn des Lichtbogens eng, so kann sich eine beträchtliche Differenz des Dampfdruckes zwischen hier und dort herstellen. Diese Druckdifferenz veranlasst eine Strömung von Quecksilberdampf aus der Lichtbogensäule heraus in das Kondensationsgefäss hinein (vergl. Fig. 2).

Das Auffallende ist nun, dass der in das Kondensationsgefäss eintretende Dampfstrom dem Auge direkt sichtbar ist; er sendet nämlich Licht aus. Dieses Licht besitzt, verglichen mit dem Lichte des Lichtbogens, einen rötlichen Ton. Vergleicht man beide Lichtarten mittels des Spektroskopes, so findet man in beiden die gleichen Spektrallinien; indessen besitzen die gelben und grünen Linien verglichen mit den blauen im Dampfstrom eine grössere Intensität als im Lichtbogen selbst. Die Strahlung des Dampfstromes besitzt darum eine niedrigere Temperatur als der Lichtbogen; auf dem Wege in das kalte Kondensationsgefäss behält der im Lichtbogen hoch erhitzte Dampf noch eine so hohe Temperatur bei, dass er zu leuchten vermag.

Da der Druck im Quecksilberlichtbogen nach Stromschluss erst allmählich zu einem stationären Werte ansteigt, so nimmt die Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss allmählich grössere Werte an. Demgemäss ändert sich allmählich der Charakter jenes Dampfstromes in das Kondensationsgefäss. Bei kleiner Druckdifferenz füllt der Dampfstrom mit mattem Lichte den ganzen Raum des Kondensationsgefässes aus. Mit wachsender Druckdifferenz zieht sich der Querschnitt des Dampfstromes zusammen; es tritt Strahlbildung ein und zwar zeigt der Strahl zwei bis drei leuchtende Schichten mit dunkleren Zwischenräumen (Fig. 3). Bei noch grösserer Druckdifferenz verschwinden die Schichten und der Strahl wird cylindrisch (Fig. 4).

Bläst der Quecksilberdampfstrahl nach oben, so verhindert er kleine Quecksilbertröpfchen am Durchfallen durch den Mund des Kondensationsgefässes in die Röhre; bläst er nach unten (Fig. 2) auf eine Quecksilberfläche, so drückt er in diese eine Vertiefung.

Göttingen, Januar 1903.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

REFERATE.

Physikalische Chemie.
Besorgt von Prof. Dr. G. C. Schmidt.

E. Rutherford und F. Soddy, Die Ursache und Natur der Radioaktivität. (Zeitschrift physik. Ch. **42**, p. 81—109, 1902).

Bekanntlich sendet Thor Strahlen aus, welche Gase ionisieren, photographische Platten schwärzen und in allen Körpern, mit denen sie in Berührung kommen, Radioaktivität erregen. Ein Stoff, der einige Zeit der Emanation ausgesetzt ist, verhält sich so, als ob er mit einer unsichtbaren Schicht eines intensiv aktiven Materials bedeckt ist. Das Emanationsvermögen der Thoriumverbindungen ist unabhängig von der umgebenden Atmosphäre, und die Aktivität, die durch Thor erregt ist, ist unabhängig von der Natur der Substanz, auf die die Emanation wirkt. Diese Eigentümlichkeiten machen es wahrscheinlich, dass die oben beschriebenen Erscheinungen durch kleine Mengen besonderer Stoffarten bewirkt werden, die radioaktiv sind und von den Thorverbindungen hervorgebracht werden.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um womöglich diese neuen Stoffe zu isolieren und ihre chemischen Eigenschaften festzustellen.

Thoriumnitrat wurde mit Ammoniak versetzt, das gefällte Thorhydroxyd zeigte ein sehr niedriges Emanationsvermögen, während das eingedampfte Filtrat, welches nur Spuren von Thor enthielt, ausserordentlich aktiv war; die Verf. nennen es *Th X*. Auch noch auf einem anderen Wege gelang es, diesen neuen Körper zu isolieren. Thorerde wurde wiederholt mit Wasser ausgewaschen. In dem filtrierten Waschwasser setzten sich beim Konzentrieren kleine Mengen eines Niederschlags ab, dessen Aktivität von einer etwa tausendmal so grossen Stärke als die der ursprünglichen Probe war, während die Radioaktivität der ursprünglich verwandten Thorerde stark abgenommen hatte. Im Laufe der Zeit nimmt die Radioaktivität des *Th X* ab, während die des Thoriums, das durch Entfernung von *Th X* weniger aktiv gemacht worden ist, zunimmt. Die letztere Thatsache erklärt sich durch die Annahme, dass aus dem Thorium sich allmählich wieder *Th X* bildet, die erstere Erscheinung folgt aus dem Energiegesetz. In den gewöhnlichen Thorpräparaten wird der zeitliche Abfall der Radioaktivität durch die kontinuierliche Neubildung von frischem aktiven Material kompensiert. Die Veränderung, bei der dieses Material entsteht, muss chemischer Natur sein, denn die Produkte des Vorgangs unterscheiden sich in ihren chemischen Eigenschaften von dem Thorium, aus welchem sie gebildet werden. Wie schon aus der Trennungsmethode hervorgeht, wird *Th X* z. B. durch Ammoniak nicht gefällt, wohl aber Thorium. Die Aktivität von *Th X* wird nicht beeinflusst durch Glühen, Lösen, chemische Mittel u. s. w. Das *Th X* wirkt auf das umgebende Material radioaktivierend; ungefähr 21 Proz. der gesamten Aktivität sind unter gewöhnlichen Bedingungen auf diese Quelle zurückzuführen. Der zeitliche Verlauf derselben und andere Gründe machen es wahrscheinlich, dass diese Aktivität dieselbe ist wie die durch Thoriumemanation erregte Radioaktivität, die ihrerseits durch *Th X* hervorgebracht wird. Das Thorium, welches sowohl von *Th X* als auch von der erregten Radioaktivität befreit worden ist, besitzt eine Aktivität, die ungefähr 25 Proz. der ursprünglichen beträgt; unter diesen Betrag ist sie noch nicht herabgedrückt worden. Die rückständige Strahlung besteht ausschliesslich aus Strahlen, die durch ein magnetisches Feld nicht ablenkbar sind, während die beiden anderen Anteile sowohl ablenkbare wie nicht ablenkbare Strahlen enthalten. Wahrscheinlich ist diese rückständige Aktivität durch eine zweite, nicht thoriumartige Verbindung bedingt, die bei derselben Umsetzung wie *Th X* entsteht.

Da die radioaktiven Substanzen Kathodenstrahlen aussenden und gleichzeitig, wie aus dem Vorhergehenden hervorgeht, chemische Veränderungen erleiden, bei welchen neue Arten von Stoffen entstehen, so müssen diese Veränderungen innerhalb der Atome erfolgen und die radioaktiven Elemente müssen freiwillige Umwandlungen erfahren. Die bisherigen Erfahrungen, welche zeigen, dass die Geschwindigkeit dieser Reaktion von äusseren Bedingungen nicht beeinflusst wird, lässt erkennen, dass die fraglichen Veränderungen von verschiedenem Charakter sind, wie irgend welche, mit denen sich die Chemiker bisher beschäftigt haben. Es scheint, als ob es sich um Erscheinungen ausserhalb der Sphäre bekannter atomistischer Kräfte handelt. Die durch die Radioaktivität zur Wahrnehmung gebrachten Veränderungen sind, obgleich sie unwiderlegbar materieller und chemischer Natur sind, von anderer Grössenordnung als die gewöhnlichen chemischen Prozesse.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 13. November 1902.)

Elektrochemie.
Besorgt von Prof. Dr. **A. Coehn.**

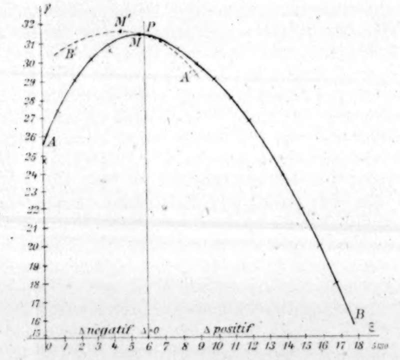
F. F. van Laar, Asymmetrie der Elektrokapillar-Kurve. (Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam, S. 753—769, 1902.)

Verfasser legt die Grundbegriffe der elektrochemischen Theorie des Kapillarelektrometers dar, wie diese von Nernst, Planck u. s. w. aufgestellt worden ist und die sich weit besser als Helmholtz' sogenannte Ladungsstromtheorie zur Darstellung der experimentellen Thatsachen eignet; hierauf führt er den Begriff der Elektro-Kapillarkurve ein, unter der er die Kurve versteht, welche die Oberflächenspannung γ des Quecksilbers ausdrückt als Funktion der Potentialdifferenz Δ an der kleinen Oberfläche, die durch die Gleichung gegeben ist

$$E = \Delta - \Delta_0,$$

wo E die eingeschaltete elektromotorische Kraft und Δ_0 den Anfangswert von Δ bedeutet.

Um die Gleichgewichtsbedingungen zwischen



Quecksilber und Lösung (in der Quecksilberionen vorhanden sind) zu bestimmen, wird der virtuelle Übergang eines $\overset{++}{Hg}{}^2$-Ions aus der Lösung durch die Grenzfläche hindurch nach dem Quecksilber betrachtet. Bei diesem Übergang hat man bisher den Veränderungen der Grenzfläche nicht gebührend Rechnung getragen. Sobald nämlich ein $\overset{++}{Hg}{}^2$-Ion die Lösung verlassen hat, geht ein überschüssiger $\overset{--}{SO^4}$-Ion (oder $\overset{-}{Cl}$-Ionen) an diese Grenzfläche, zugleich mit den im Quecksilber freiwerdenden positiven Elektronen.

van Laar zeigt nun, dass das Glied $\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$, welches die sich hieraus ergebende Veränderung der Oberflächenenergie ausdrückt, in die Gleichung der Elektrokapillar-Kurve die in der Figur dargestellte Symmetriestörung hineinbringt; die punktierten Linien geben die Fortsetzung beider Kurvenäste unter Voraussetzung vollständiger Symmetrie an. (Figur.)

Verfasser prüft seine theoretischen Ergebnisse an einer Versuchsreihe von Smith[1]) und knüpft daran folgende Schlussfolgerungen:

1. Die Oberflächenspannung wird als Funktion der Ladung der Doppelschicht nicht durch die Gleichung $\gamma = \varphi_0 - R\omega^2$ dargestellt, sondern durch die kompliziertere Beziehung

$$\gamma = \varphi_0 - A\omega - (R + \beta)\,\omega^2,$$

wo ω die Oberflächendichte der Ladung dieser Schicht bedeutet und R durch die Gleichung

$$R = -\frac{\Delta}{\omega}$$

gegeben ist.

2. Die Koeffizienten A und β, die einer negativen Ladung der Lösung entsprechen, sind nicht identisch mit ihren Werten für positives Δ (bei einer 0,10 normalen Lösung von KCl); $R + \beta$ ist vielmehr im ersten Falle mehr als doppelt so gross als im zweiten, und A ist im einen Falle negativ, im anderen positiv.

3. Deswegen besteht die Elektrokapillar-Kurve aus zwei gänzlich verschiedenen parabolischen Ästen, die für $\Delta = O$ aneinanderstossen; der ansteigende Ast ist bedeutend steiler als der absteigende.

4. Der ansteigende Ast besitzt einen nicht notwendig mit $\Delta = O$ zusammenfallenden Maximalpunkt; im vorliegenden Falle beträgt der Unterschied 40 Millivolt.

5. Alle bisher beobachteten Eigentümlichkeiten der Kurve erklären sich mit Leichtigkeit aus dem Gesagten.

6. Das Kapillarelektrometer eignet sich, wie man aus 4. ersieht, nicht zur genauen Bestimmung der Potentialdifferenz zwischen einem Metall und einem Elektrolyten.

1) Zeitschr. Phys. Chem. **32**, 460 und 467, 1900.

A. Gradenwitz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

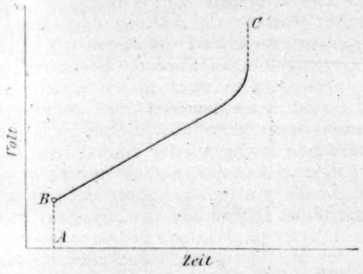
Elektrotechnik.
Besorgt von Prof. Dr. **H. Th. Simon.**

B. Mitkiewicz, Beitrag zum Studium der Symmetriestörungen von Wechselströmen. (Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. 34, 261, S. 17—29, 1902.)

Von der Ansicht ausgehend, dass die von einer Symmetriestörung des Wechselstromes begleiteten Vorgänge, die im Wehneltschen Unterbrecher und ähnlichen Apparaten stattfinden, denen analog sind, die man in dem einfacheren Falle des elektrischen Lichtbogens

beobachtet, untersucht Verfasser eingehender dessen Verhalten.

Die Versuche von **Jamin** und **Maneuvrier**, **Blondel**, **Arons**, **Lang** und anderen Physikern haben gezeigt, dass die geringste Asymmetrie der Elektroden, zwischen denen ein Wechselstromlichtbogen übergeht, von einer Symmetriestörung des Stromes begleitet ist. **Mitkiewicz** weist ganz besonders auf **Blondels** Untersuchungen hin, aus denen hervorgeht, dass man zwischen zwei verschiedenen Stadien unterscheiden muss: bei Lichtbögen, deren Länge unter einem Millimeter bleibt, tritt



nur eine ganz unbedeutende Dyssymmetrie auf, die jedoch für längere Lichtbögen ganz unvermittelt in sehr erhebliche Symmetriestörungen übergeht.

Um die von **Lang** und **Arons** aufgestellte Hypothese zu prüfen, nach der die fraglichen Störungen der Symmetrie daher rühren, dass, wie allgemein bekannt, bei asymmetrischen Elektroden zur Erzielung eines Gleichstromlichtbogens von gegebener Länge je nach der Richtung des Stromes verschiedene Potentialdifferenzen erforderlich sind, prüft Verfasser des Näheren die Frage der elektromotorischen Gegenkraft, deren Vorhandensein an Stelle eines „Übergangswiderstandes" nach **Duddells** Untersuchungen[1]) endgültig bewiesen zu sein scheint.

Um dieselbe direkt zu messen, bestimmt **Mitkiewicz** nach einer oszillographischen Methode vermittelst einer **Braunschen** Röhre die Kurve der Potentialdifferenzen an den Elektroden des Lichtbogens im Augenblick seines Entstehens.

Wie aus der Figur hervorgeht, zeigt diese Kurve zwei Stetigkeitsstörungen, von denen die eine bei A dem Entstehungsmomente, die andere bei C dem Augenblick des Erlöschens des Lichtbogens entspricht (Figur). Untenstehende Tabelle giebt die durch Kompensation erzielten Messungen der Ordinate AB wieder, für welche ein Bogen unmöglich ist, d. h. die elektromotorische Gegenkraft, und zwar für Kombinationen zu je zweien von Elektroden aus sechs verschiedenen Substanzen:

	— Kohle ohne Docht	— Kohle mit Docht	— Kupfer	— Aluminium	— Eisen	— Quecksilber
	Volt	Volt	Volt	Volt	Volt	Volt
+ Kohle ohne Docht (9 mm)	12	14	16	16	16	6
+ Kohle mit Docht (10 mm)	7	6	—	—	—	—
+ Kupfer (5 mm)	9	—	8	—	15	—
+ Aluminium (5 mm) . .	8	—	—	16	—	—
+ Eisen (8 mm)	10	—	17	—	16	—
+ Quecksilber	11	—	—	—	—	—

Diese Resultate, deren Genauigkeit 0,5 bis 1 Volt beträgt, entsprechen einer etwa 7,5 Amp. ausmachenden Stromintensität; alle diese Zahlen bleiben ganz bedeutend unterhalb der Werte, die man gewöhnlich dem konstanten Glied der Formel zuschreibt, während die von **Duddell** vermittelst einer indirekten Methode gefundenen Werte der elektromotorischen Gegenkraft von derselben Grössenordnung sind, wie diese Ergebnisse einer direkten Bestimmung.

Was nun den Wechselstromlichtbogen anbelangt, so kann die nach der Tabelle zwischen Stromrichtung und elektromotorischer Gegenkraft bestehende Beziehung nur eine verhältnismässig schwache Störung der Symmetrie bedingen; freilich dürfte die gleichfalls von der Richtung des Stromes abhängende Leitfähigkeit des Lichtbogens auch eine gewisse Rolle spielen. Was aber **Blondels** zweites „Stadium" anbelangt, so genügen weder die in beiden Richtungen verhältnismässig schwachen elektromotorischen Gegenkräfte, noch die Annahme von diskontinuierlichen Leitfähigkeitsveränderungen zur Erklärung der sehr beträchtlichen Symmetriestörungen, die man bei Lichtbögen beobachtet, die länger sind als 1 mm; Verfasser neigt der Ansicht zu, dass diese Erscheinungen einer Art einseitiger Leitfähigkeit des gasförmigen Mediums zuzuschreiben seien, die im zweiten Stadium des Lichtbogens in besonders merklicher Weise aufträte.

Der Gegenstand vorliegender Arbeit erscheint also eng verknüpft mit der Frage der Entladungen in einem gasförmigen Mittel.

A. Gradenwitz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

1) „Electrician", **1220**, 918, 1901.

BESPRECHUNGEN.

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. XIV. und XV. Reihe. Herausgegeben von A. J. von Oettingen. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. Nr. 131. 48 S. mit 2 Figuren. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. Mk. —,80.

Hiermit ist wiederum ein neuer Teil von Faradays Experimentaluntersuchungen der Lektüre bequem zugänglich gemacht. Von den beiden Reihen bietet die erste gewissermassen ein Résumé der theoretischen Vorstellungen, welche sich Faraday auf Grund seiner Untersuchungen gebildet hat. Diese sind ja, wie bekannt, späterhin grundlegend für die Maxwellsche Theorie, sowie viele andere Arbeiten geworden. Als Hauptabschnitte dieser Reihe treten die Kapitel: Natur der elektrischen Kraft oder Kräfte, Beziehungen zwischen elektrischen und magnetischen Kräften, und eine Notiz über Elektrizitätserregung auf. Es hiesse Kohlen nach Newcastle schleppen, um einen dem Heimatslande des grossen Forschers angepassten Ausdruck zu gebrauchen, wollte ich Physiker noch im geringsten auf die Wichtigkeit und Tragweite gerade dieser Reihe von Faradays Untersuchungen hinweisen, dagegen möchte ich nicht verfehlen, die Aufmerksamkeit auch auf die nächste 15. Reihe zu lenken, deren Gegenstand der reinen Physik ferner liegt. Es handelt sich hier um das Studium der elektrischen Eigenschaften des Zitteraales und die Abhandlung ist überschrieben: Über den Charakter und die Richtung der elektrischen Kraft des Gymnotus. Die virtuose Technik und der Ideenreichtum des grossen Mannes treten hier in auffallendster Weise in die Erscheinung, namentlich in den letzten Paragraphen. Der Referent bedauert aus Unkenntnis auf experimentell-physiologischem Gebiete nicht angeben zu können, inwieweit die hier von Faraday gegebenen Anregungen späterhin ausgenutzt worden sind.

Emil Bose.

(Eingegangen 5. November 1902.)

J. M. Eder, Die Praxis der Photographie mit Gelatine-Emulsionen 5. Aufl. 8⁰. 366 S. Mit 206 Abb. Halle, W. Knapp. 1903. 8 Mk.

Mit diesem Heft liegt der die Gelatineverfahren behandelnde zweite Teil des III. Bandes des Ederschen Handbuchs der Photographie vor. Wesentlich die praktische Seite der Verfahren wird hier behandelt: Dunkelkammer, Emulsionsbereitung, Giessen, Entwickeln, Verstärken, Abschwächen und Tonen der Negative und Positive. Platten, Papiere und Films sind berücksichtigt, Vergrösserungen und orthochromatische Verfahren besprochen. Abbildungen von Maschinen und Apparaten illustrieren die Praxis, zahlreiche Kurven und einige Tafeln zeigen die Wirkung orthochromatischer Platten; im Anhang findet man das Wissenswerteste über Dreifarbendruck. Eders neue Untersuchungen über die Bestimmung des Orthochromatismus, über die wir schon referiert haben, sind dankenswerterweise aufgenommen worden. Man kann aus diesem unglaublich vollständigen Buche wieder einmal lernen, wieviel längst Bekanntes täglich wieder neu entdeckt wird; und man könnte sich demnach manche Mühe sparen bei den einzelnen Heften. Wenn ich einen Wunsch habe, wäre es der nach der Beifügung alphabetischer Inhaltsverzeichnisse: freilich ist der in Aussicht genommene Umfang des Bandes jetzt schon überschritten, während der Schlussteil über Chlorsilbergelatine noch aussteht.

E. Englisch.

(Eingegangen 16. Dezember 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden die Privatdozenten an der Universität Basel Dr. Fritz Fichter und Dr. Rupe zu a. o. Professoren für Chemie.

Professor Dr. Arthur Hantzsch-Würzburg hat den Ruf als o. Professor der Chemie und Direktor des chemischen Instituts an der Universität Leipzig angenommen.

In Basel wurde dem Professor Dr. Rudolf Nietzky an Stelle des zurückgetretenen Professor Picard die Professur für Chemie übertragen, dem Privatdozenten für Chemie und Hüttenkunde an der Technischen Hochschule Berlin Schoch ist das für die Studierenden der Architektur und des Bauingenieurfaches bestimmte Kolleg über bauwissenschaftliche Technologie übertragen worden. Dem bisherigen Dozenten für dieses Kolleg Dr. Stavenhagen ist zugleich die nachgesuchte Enthebung von dieser Lehrstelle gewährt worden.

Dem Professor für angewandte Chemie an der Universität Leipzig Dr. Ernst Beckmann wurde der Charakter als Geheimer Hofrat, dem Assistenten am physikalischen Staatslaboratorium in Hamburg Dr. Classen das Prädikat Professor verliehen.

Gestorben sind in Croydon bei London der Meteorologe und Luftschiffer James Glaisher, 94 Jahre alt, in Cambridge der Mathematiker Professor N. M. Ferrers, 74 Jahre alt, in Czernowitz der Professor der Mathematik Anton Puchta.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.